

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”



FACOLTÀ DI INGEGNERIA

Dipartimento di Ingegneria Industriale
(sez. Meccanica ed Energetica)

DOTTORATO DI RICERCA

IN

INGEGNERIA DEI SISTEMI MECCANICI
(XXV CICLO)

Simulazione multidimensionale ed ottimizzazione del processo di conversione dell'energia in motori ad iniezione diretta di benzina

COORDINATORE DEL DOTTORATO:

Ch.mo Prof. Ing. Fabio Bozza

TUTOR:

Ch.mo Prof. Ing. Fabio Bozza

Dott. Ing. Michela Costa

CANDIDATO

Ing. Ugo Sorge

Ringraziamenti

Desidero ringraziare alcune persone per il loro fondamentale contributo che ha reso possibile la definizione e stesura di questo lavoro di tesi.

Primo fra tutti l'ingegner Michela Costa, mio Tutor del Dottorato di Ricerca, che ha investito in questi anni la sua conoscenza ed il suo tempo nel mio percorso, consigliandomi e guidandomi costantemente, mostrando sempre grande disponibilità e pazienza. Ringrazio il Professore Fabio Bozza, sempre pronto a ricevermi e discutere su ogni dubbio o perplessità. Ringrazio infine i colleghi e il personale dell'Istituto Motori con cui ho condiviso quest'esperienza.

Infine vorrei ringraziare la mia famiglia ed i miei amici più cari che mi hanno supportato durante tutto il periodo della stesura della tesi.

Indice

Capitolo 1.....	6
Cenni sul funzionamento dei motori ad accensione comandata ed iniezione diretta	6
1.1 La formazione della miscela nei motori ad iniezione diretta di benzina	12
1.1.1 Sistema <i>wall-guided</i>	14
1.1.2 Sistema <i>air-guided</i>	15
1.1.3 Sistema <i>spray-guided</i>	16
1.2 Exhaust Gas Recirculation (EGR) e catalizzatori de-NO_x	16
1.3 Variable valve timing	19
1.4 Il processo di combustione.....	20
1.4.1 Combustioni anomale.....	22
1.5 Motore Alfa 1750 GDI	24
Capitolo 2.....	27
Sviluppo di un modello di simulazione della dinamica di spray di combustibile generati da iniettori GDI di nuova generazione.....	27
2.1 Definizione di parametri utili alla caratterizzazione di uno spray	28
2.1.1 Polverizzazione del getto	29
2.1.2 Penetrazione del getto	30
2.1.3 Diffusione	31
2.2 Modellistica di spray liquidi in atmosfera gassosa	32
2.2.1 Modello matematico della fase liquida	32
2.2.2 Modelli di break-up.....	36
2.3 Sviluppo di un sotto-modello di dinamica di spray di benzina	42
2.3.1 Descrizione dell'apparato sperimentale	42
2.3.2 Analisi a calcolo della dinamica dello spray in ambiente confinato	49
2.4 Modello di impatto dello spray a parete	59
2.4.1 Modello Mundo-Sommerfeld.....	60
2.4.2 Modello Kuhnke.....	63
Capitolo 3.....	67
Simulazione 3D del motore Alfa 1750	67
3.1 Disegno della griglia di calcolo per la camera di combustione.....	68
3.2 Messa a punto del modello termo-fluidodinamico di simulazione del ciclo di funzionamento del motore oggetto di studio	73
3.2.1 Modello di turbolenza k- ζ -f	74
3.2.2 Modello di combustione.....	75

3.2.2.1 Modelli <i>flamelet</i>	78
3.2.2.2 Modello di combustione ECFM	79
3.2.2.3 Modello di combustione ECFM-3Z.....	81
3.2.3 Modello di formazione di NO di Zeldovich.....	83
3.3 Taratura del modello 3D in condizioni di carica stechiometrica e di carica povera.....	85
3.3.1 Funzionamento a carica povera.....	85
3.3.2 Funzionamento con carica stechiometrica	91
Capitolo 4.....	96
Ottimizzazione delle prestazioni energetiche del motore GDI oggetto di studio	96
4.1 Algoritmi di ottimizzazione	97
4.1.1 SIMPLEX.....	97
4.1.2 Algoritmo Multi-Objective Genetic Algorithm (MOGA)	99
4.2 Impostazione del problema di ottimizzazione per un motore in funzionamento a carica povera per singola iniezione.....	101
4.3 Impostazione del problema di ottimizzazione per un motore in funzionamento a carica povera per iniezione doppia	113
Capitolo 5.....	119
Individuazione di fenomeni di detonazione mediante simulazione numerica dei processi chimici che interessano la zona di end-gas.....	119
5.1 Autoaccensione di una miscela	121
5.2 Detonazione	124
5.3 Misure sperimentali effettuate in condizioni di carica stechiometrica e con occorrenza di detonazione.....	127
Conclusioni	133
Bibliografia	136

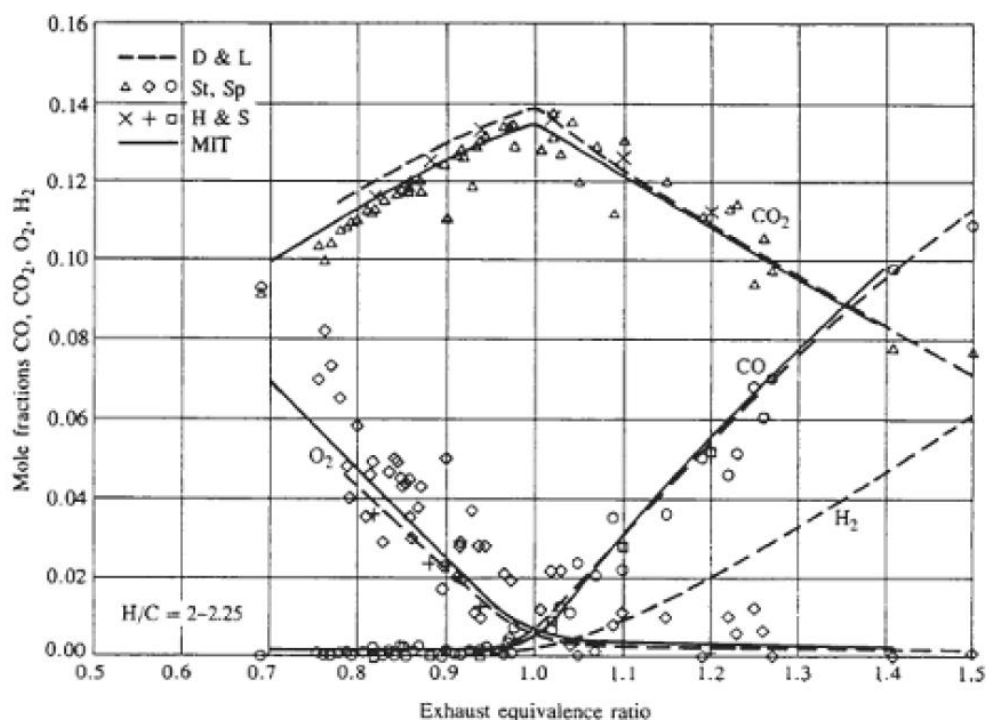
Capitolo 1

Cenni sul funzionamento dei motori ad accensione comandata ed iniezione diretta

La ricerca nel campo dei motori a combustione interna risente oggi fortemente delle problematiche legate alla disponibilità ed al costo delle tradizionali risorse energetiche, nonché delle conseguenze del crescente inquinamento ambientale, che ha determinato l'emissione, da parte delle autorità di governo dei maggiori paesi industrializzati, di tutta una serie di normative relative alla emissione di sostanze inquinanti prodotte dai sistemi di conversione dell'energia. La severità delle normative anti-inquinamento è stata crescente nel corso degli ultimi anni, soprattutto nell'ambito dell'autotrazione. Ciò ha condotto, da un lato alla ricerca di soluzioni alternative all'impiego dei motori che utilizzano come fluido di lavoro una miscela composta da aria e combustibili derivati del petrolio, dall'altro al perseguimento di obiettivi sempre più ambiziosi di incremento dell'efficienza energetica e di maggior controllo del processo di combustione, finalizzato alla riduzione delle sostanze nocive presenti nei gas di scarico. Così, allo stato attuale, mentre si procede con lo studio di sistemi di combustione avanzati, come l'HCCI (homogeneous charge compression ignition) o l'LTC (low temperature combustion), o con l'introduzione di combustibili alternativi (quali gli alcoli o i bio-carburanti), si persegue anche nel miglioramento dei tradizionali motori a combustione interna ad accensione comandata o ad accensione per compressione, che, in virtù della loro tecnologia relativamente semplice, del basso costo, e delle prestazioni affidabili, rimangono i sistemi di propulsione più diffusi, soprattutto nella trazione leggera. In particolare, si studiano, nel breve termine, soluzioni volte all'incremento delle prestazioni energetiche ed ambientali dei motori ad accensione comandata, come conseguenza immediata dell'evolversi della tecnologia motoristica e dei sistemi di controllo elettronico che si sono avuti in questo settore.

In particolare, di crescente interesse si sono dimostrate le tecnologie cosiddette di *lean burn* e di *dilute burn*, ossia, rispettivamente, di funzionamento del motore con carica povera e con carica diluita dai gas di scarico, i quali si comportano come sostanze inerti nel processo di combustione. I gas combusti possono essere re-immessi in camera di combustione per via di un apposito circuito (sistema EGR, *exhaust gas recirculation*) o grazie ad un'opportuna scelta della fasatura delle valvole. Su base teorica, la combustione magra aumenta il limite di efficienza del motore e

riduce le emissioni di monossido di carbonio e di idrocarburi incombusti. Ad esempio, la Figura 1.1 riporta l'andamento delle principali specie chimiche emesse allo scarico di un motore ad accensione comandata, in termini di frazione massica, in funzione della dosatura della miscela, ovvero del rapporto di equivalenza ϕ , che rappresenta il rapporto tra il valore stechiometrico tra massa d'aria e massa di benzina e quello effettivo. Il reciproco di ϕ è detto rapporto relativo di miscela aria-benzina ed è indicato con λ . La riduzione delle specie contenenti carbonio per $\phi < 1$ è evidente.



Spark-ignition engine exhaust gas composition data in mole fractions as a function of fuel/air equivalence ratio. Fuels: gasoline and isooctane, H/C 2 to 2.25. (From D'Allema and Lovell,²⁴ Stivender,²⁵ Harrington and Shishu,²⁶ Spindt,²⁷ and data from the author's laboratory at MIT.)

Figura 1.1 – Composizione dei gas di scarico in un motore ad accensione comandata.

Occorre tuttavia considerare quello che è il limite d'infiammabilità della benzina, ovvero il valore del rapporto relativo di miscela per il quale la combustione non è più abbastanza stabile da evitare accensioni irregolari.

Per estendere i limiti d'infiammabilità, si individuano tre elementi suscettibili di miglioramento, ovvero il campo di moto nel cilindro, il processo di formazione della miscela e la sorgente di accensione.

Il campo di moto turbolento in camera di combustione è fondamentale ai fini di un processo di combustione completo e stabile. I lavori di Battistoni *et al.* [Battistoni *et al.*, 2011] e di Lee *et al.* [Lee *et al.*, 2007] presentano diverse soluzioni che hanno condotto ad un miglioramento del campo di moto interno al cilindro mediante l'azionamento variabile delle valvole o grazie a geometrie di aspirazione modificate. L'attenzione verso sistemi di accensione avanzata è, ad esempio, documentata nei lavori di Wang *et al.* [Wang *et al.*, 2005], di Ikeda *et al.* [Ikeda *et al.*, 2009] e Attard *et al.* [Attard *et al.*, 2012]. Lo sviluppo del cosiddetto *kernel* (nucleo) di fiamma influenza significativamente la propagazione della stessa in tutta la camera di combustione, per cui soluzioni volte ad incrementare l'intensità della scintilla o a generare sorgenti multiple, sono di particolare interesse per le applicazioni di carica povera o diluita. Ma sicuramente, il ruolo di maggior rilievo in tal senso spetta al processo di formazione della miscela, e soprattutto alla formazione della miscela direttamente in camera di combustione [Alkidas, 2007, Schwarz *et al.*, 2006].

L'iniezione diretta di benzina nel cilindro, nella letteratura anglosassone denominata *gasoline direct injection* (GDI), rappresenta, allo stato attuale, la soluzione di maggior interesse per il miglioramento delle prestazioni dei motori ad accensione comandata, sia per quanto riguarda le emissioni di inquinanti emessi allo scarico, sia per la riduzione del consumo di combustibile. Negli ultimi anni, infatti, i progressi compiuti nel campo dell'elettronica applicata alla meccanica, in termini di efficienza e di affidabilità, hanno permesso lo sviluppo di apparati di alimentazione caratterizzati da ottime prestazioni e da costi contenuti, che ne hanno resa possibile l'applicazione nella grande produzione di serie. Fondamentale è anche stato lo sviluppo di convertitori catalitici che presentano elevata efficienza anche nel funzionamento del motore con miscele magre.

Il principale vantaggio dell'iniezione diretta consiste nella possibilità di realizzare non solo miscele con distribuzione omogenea del rapporto aria-combustibile in camera di combustione, ma anche miscele "stratificate", ovvero più ricche in prossimità degli elettrodi della candela e caratterizzate da eccesso d'aria solo nelle zone lontane da essa. La stratificazione della carica consente di adoperare miscele globalmente magre, pur non violando i limiti d'infiammabilità a livello locale, intorno alla sorgente che innesca il processo

di combustione. L'omogeneità della miscela o la sua stratificazione sono il risultato di una diversa sincronizzazione dell'evento iniezione nel ciclo di funzionamento del motore. Un'iniezione anticipata, realizzata eventualmente in fase di aspirazione, dà allo spray di combustibile il tempo necessario alla evaporazione ed alla perfetta miscelazione con l'aria circostante, mentre un'iniezione ritardata, interamente realizzata durante la compressione, permette un addensamento della zona più ricca in prossimità della candela.

La Figura 1.2 rappresenta una schematizzazione delle due diverse modalità di formazione della miscela.

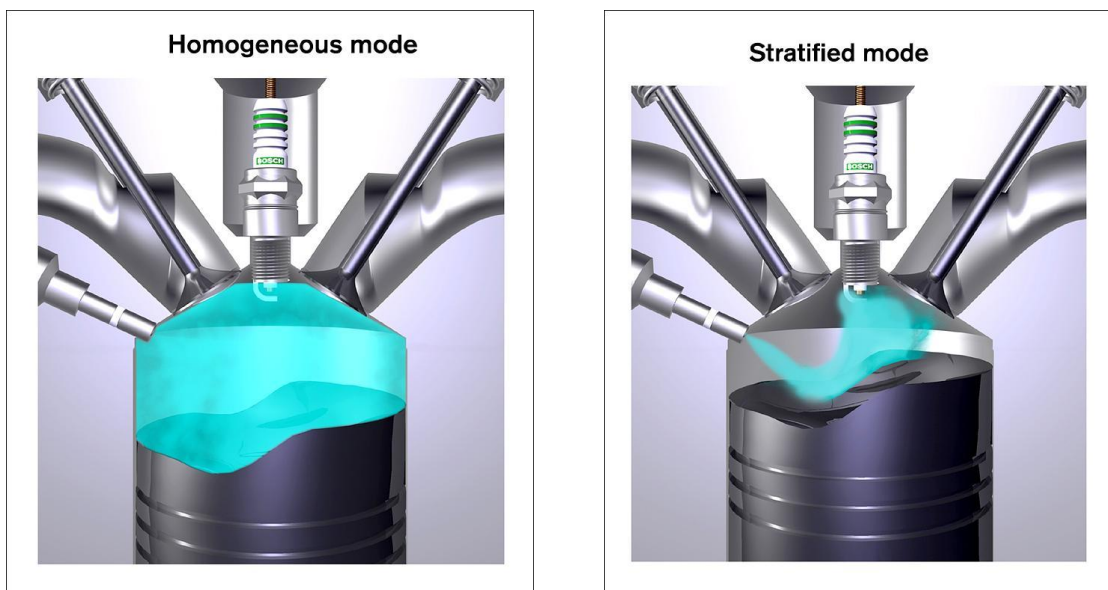


Figura 1.2 – Formazione della miscela in un motore GDI.

Ancora poco chiara, tuttavia, è l'interazione tra le modalità di formazione della miscela e lo sviluppo del processo di combustione, ovvero la definizione delle modalità di combustione ottimali per un motore GDI ai vari regimi di carico e di rotazione. In senso generale, l'operatività di un motore GDI in funzione della velocità di rotazione dell'albero motore e del carico può seguire le linee guida del grafico di Figura 1.3. Sono ben visibili quattro zone. Alle basse velocità ed alti carichi e per alte velocità il funzionamento migliore del motore è con carica stechiometrica. A bassi carichi e basse velocità si può ricorrere alla stratificazione della carica. Per carichi medi e medie velocità, la miscela stechiometrica può essere diluita con il ricircolo dei gas combusti (EGR) per il controllo delle emissioni di ossidi di azoto.

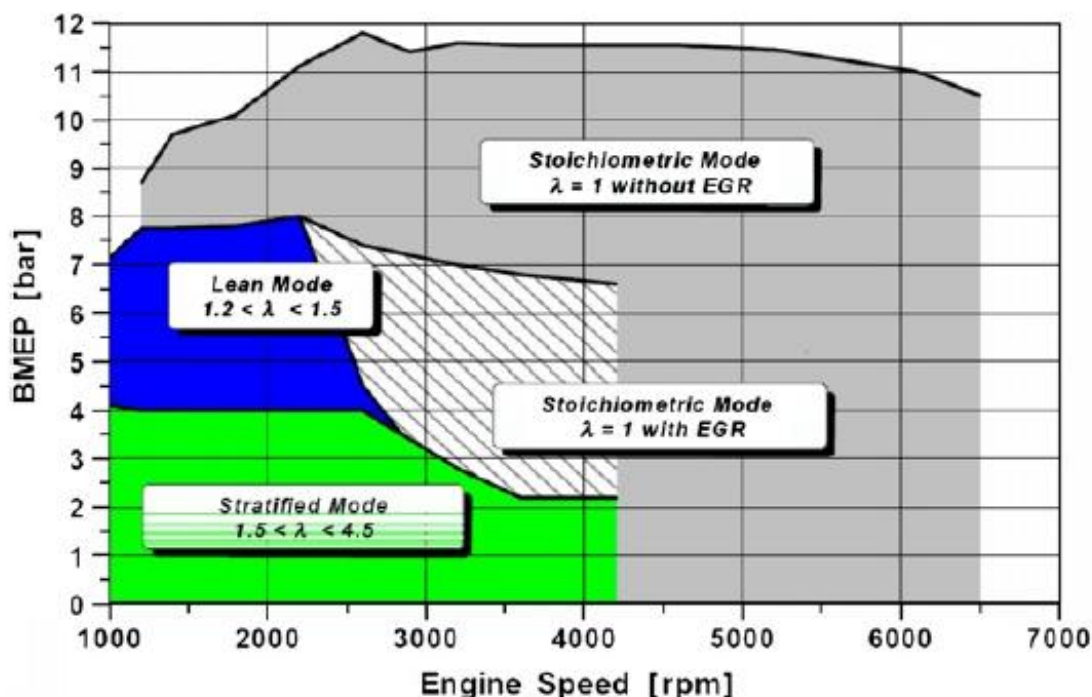


Figura 1.3 – Operatività di un motore GDI.

Uno studio più approfondito è comunque necessario per quantificare il grado di eccesso d'aria e la sincronizzazione dell'evento iniezione necessari alla massimizzazione del risparmio di carburante ed al mantenimento della stabilità di combustione e del livello di emissioni a livelli accettabili.

Di interesse per gli scopi appena evidenziati è sicuramente lo studio che può effettuarsi per via numerica, quale quello che è stato da me condotto nel corso di dottorato di ricerca svolto presso l'Istituto Motori del Consiglio Nazionale delle Ricerche in Napoli.

Il lavoro è stato condotto con riferimento ad un propulsore di tipo GDI presente nei laboratori dell'Istituto, che offre elevate prestazioni grazie ad un sistema d'iniezione di nuova generazione. Il motore, di derivazione commerciale, è stato modificato in modo da realizzare accessi ottici nei cilindri, che permettono la raccolta di immagini del processo di formazione della miscela e della combustione.

Nel seguito si riporta una descrizione del motore oggetto di studio, preceduta da una breve disamina dei vantaggi derivanti dall'impiego dell'iniezione diretta di benzina nei motori ad accensione comandata, eventualmente affiancata alla sovralimentazione ed a sistemi di controllo delle valvole a fasatura variabile.

1.1 La formazione della miscela nei motori ad iniezione diretta di benzina

Per comprendere quali siano i vantaggi dei sistemi GDI è necessario un confronto con i sistemi tradizionali di iniezione indiretta *multipoint* denominati PFI (Port Fuel Injection).

La principale differenza fra le due soluzioni è il meccanismo che porta alla formazione della miscela. Nei sistemi *multipoint* la miscelazione ha inizio nel condotto di aspirazione sul quale è posto l'iniettore, continua poi nella sezione ristretta di passaggio attraverso la valvola di aspirazione e si completa all'interno del cilindro dove si raggiungono, durante la fase di compressione, le condizioni ottimali per l'accensione della carica.

Nei sistemi GDI, l'iniettore si affaccia invece direttamente nella camera di combustione, e lo spray che si genera durante l'iniezione penetra nell'atmosfera circostante mescolandosi all'aria durante le fasi di aspirazione e compressione, oppure durante la sola fase di compressione.

Nella soluzione PFI l'iniettore ha il compito di dosare la giusta quantità di combustibile, mentre parte della benzina va a depositarsi sulle pareti del condotto di aspirazione formando un film liquido (fenomeno del *wall wetting*). L'evaporazione del combustibile avviene sottraendo solo in parte il calore latente di evaporazione dall'aria aspirata, con conseguenze negative per il coefficiente di riempimento del motore. Nei sistemi GDI, le gocce di combustibile penetrano ad elevata velocità nella camera di combustione e, interagendo con l'aria aspirata, si frantumano ed evaporano; l'evaporazione sottrae calore ai gas già contenuti nella camera di combustione, diminuendone la temperatura. Il coefficiente di riempimento aumenta, con benefici effetti sul rendimento indicato η , dunque sulla potenza termica. La riduzione della temperatura della miscela riduce anche il fenomeno della dissociazione e aumenta il rapporto γ tra i calori specifici a pressione e volume costante. E' infatti noto che per il ciclo Otto ideale è:

$$\eta = 1 - p^{1-\gamma} \quad (1.1)$$

dove p rappresenta il rapporto di compressione volumetrico. Un incremento di γ è dunque determinante ai fini dell'incremento del rendimento. Il fenomeno della

dissociazione è causato dalle elevate temperature dei prodotti della combustione, come l'anidride carbonica e l'acqua, che non essendo stabili, tendono a dissociarsi mediante reazioni endotermiche che vanno a diminuire il calore trasformabile in lavoro. Al diminuire della temperatura media alla quale si svolge il ciclo, gli equilibri di queste reazioni chimiche vengono spostati verso i reagenti, di conseguenza la perdita di rendimento associata alla dissociazione si riduce.

La riduzione della temperatura media di combustione determina l'ulteriore vantaggio della minore tendenza all'insorgere del fenomeno della detonazione, con possibilità di impiego di rapporti di compressione più elevati, dunque di un ancor maggiore incremento dell'efficienza energetica del motore.

Ulteriori vantaggi dell'iniezione diretta si hanno nei transitori: in fase di accelerazione non è più necessario arricchire la miscela, visto che non si verifica il fenomeno del *wall wetting*; nelle fasi di funzionamento a freddo l'accensione della carica risulta più rapida e sicura rispetto ai motori ad iniezione indiretta, nei quali parte del combustibile condensa nei condotti ancora freddi, costringendo, tra l'altro, ad immettere più combustibile di quello necessario.

Come già accennato, la principale conseguenza dell'impiego di tecnologie GDI è la possibilità di diversificare la formazione della miscela al variare del carico, dunque di far funzionare il motore ai carichi medio-bassi con carica stratificata. L'eccesso di aria in prossimità della parete funge da isolante durante la combustione, assorbendo calore ed evitando dissipazioni verso l'esterno attraverso le pareti del cilindro.

Va tuttavia osservato che il funzionamento a carica povera può essere causa di un grande inconveniente: l'eccesso di aria produce dei gas di scarico con più elevate concentrazioni di ossidi di azoto, comunemente detti NO_x , perché viene impedita la loro riduzione da parte del catalizzatore trivalente, che per funzionare necessita di un titolo di ossigeno oscillante attorno al valore stechiometrico. Una soluzione ampiamente adottata per ridurre le emissioni di ossidi di azoto consiste nel ricorrere all'EGR. Questa tecnica consiste nel ricircolare, attraverso un apposito circuito o in modo naturale, una certa quantità di gas di scarico all'interno del cilindro. L'effetto che si ottiene è quello di ridurre la temperatura massima in camera di combustione e la

pressione parziale dell'ossigeno, entrambe cause principali della formazione degli NO_x .

Ulteriori svantaggi di ordine tecnico dell'iniezione diretta si hanno ai bassi carichi, quando, a causa dei ridotti tempi a disposizione, è possibile che il combustibile non riesca ad evaporare completamente, dando luogo ad idrocarburi incombusti e particolato carbonioso (*soot*) allo scarico.

Quanto detto assume carattere generale, mentre caso per caso, occorre considerare la specifica modalità di iniezione del combustibile in camera di combustione. La formazione di miscela nei motori ad iniezione diretta ad accensione comandata, infatti, può essere classificata in tre categorie, mostrate in Figura 1.4: *wall-guided*, *air-guided* e *spray-guided*, brevemente descritti di seguito.

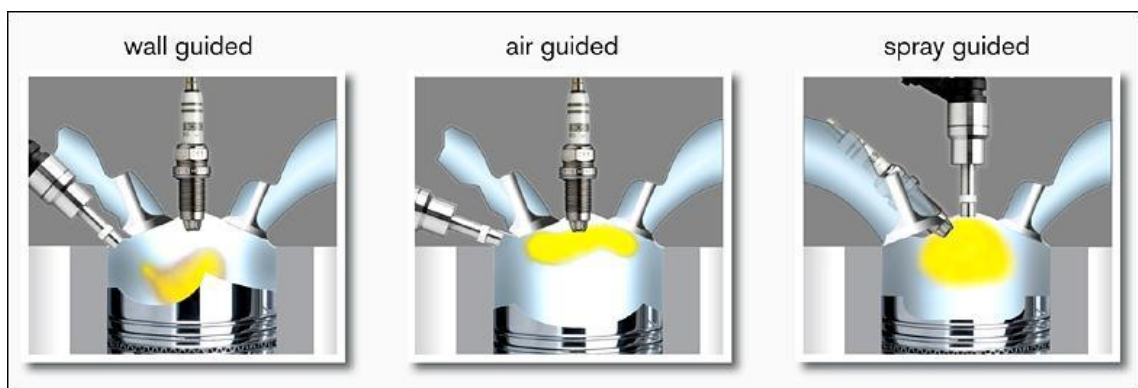


Figura 1.4 – Metodologie di formazione della miscela.

1.1.1 Sistema *wall-guided*

Nella soluzione *wall-guided* lo spray viene guidato dalle superfici della camera di combustione, in particolare da quelle del pistone. L'iniezione di benzina viene diretta verso lo stantuffo e indirizzata, da quest'ultimo, verso gli elettrodi della candela. Proprio l'iniezione diretta sul pistone, finalizzata a sfruttarne la forma, può comportare degli svantaggi, come un aumento delle emissioni degli idrocarburi incombusti (HC). La formazione di miscela in questa configurazione dipende molto anche dai moti di *swirl* (movimento rotatorio organizzato della carica intorno all'asse del cilindro) o di *tumble* (moto rotatorio organizzato della carica su un piano passante per l'asse del cilindro) che si generano all'interno del motore.

Le principali problematiche di questo sistema sono:

- difficoltà nel coordinare correttamente l'iniezione e l'anticipo all'accensione su un ampio range operativo del motore;
- i condotti che generano il moto di swirl o di tumble richiesti per produrre il flusso in ingresso desiderato, influiscono negativamente sulla carica ad alti carichi;
- il combustibile si deposita sulle pareti del cilindro e del pistone. Si può formare uno strato di film liquido sulle pareti, non solo all'avviamento a freddo e quando il motore si sta riscaldando, ma anche durante il normale funzionamento del motore. Le combustioni incomplete causano la formazione di *soot* e depositi di combustibile sulle pareti. Tali depositi possono non essere completamente bruciati a causa delle basse temperature di combustione durante il funzionamento a carico parziale;
- il combustibile entra nella zona di *squish*. È necessario quindi iniettare più combustibile durante la fase transitoria da basso a medio carico. Questo significa che è necessario anticipare l'iniezione di combustibile per raggiungere la fasatura ottimale di iniezione in termini di efficienza. È possibile, Comunque, che il combustibile iniettato si riversi sul lato della corona della *bowl* e penetri nella zona di *squish*. In questo caso le emissioni degli idrocarburi incombusti aumentano.

1.1.2 Sistema *air-guided*

Il sistema *air-guided* impedisce al combustibile di venire a contatto con le pareti della camera di combustione. Questo, idealmente, elimina la possibilità che si generino dei depositi di combustibile sulle pareti del cilindro, dunque riduce la formazione di idrocarburi incombusti. L'obiettivo, in questo caso, è quello di utilizzare i moti all'interno della camera per poter miscelare l'aria in ingresso con il combustibile. I moti interni al cilindro possono essere favoriti anche dalla forma del pistone. Quindi il successo di questo metodo dipende da come sono orientati i getti dello spray e dai moti che si vengono a creare. È particolarmente importante garantire che il movimento della carica sia

sostenuto dalla fase di compressione allo scopo di garantire l'avvicinamento della miscela alla candela.

1.1.3 Sistema *spray-guided*

Un'importante caratteristica del sistema *spray-guided* è la vicinanza fisica dell'iniettore alla candela. Deve essere garantito, attraverso il posizionamento ottimale della candela in relazione al getto di combustibile, che la miscela sia presente con la giusta dosatura vicino agli elettrodi per una vasto range di condizioni operative. Fattori decisivi, in questo caso, sono le caratteristiche dell'iniettore. Quest'ultimo deve produrre uno spray che sia robusto e ripetibile anche quando sottoposto a modifiche di contropressione.

A causa delle particolari caratteristiche del sistema *spray-guided*, occorre prestare attenzione ai seguenti aspetti: *coking* dell'ugello dell'iniettore dovuto alle basse temperature di combustione durante i carichi parziali e al minimo; tolleranze nel getto, il quale può cambiare in base alle condizioni operative; *coking* della candela, anche in questo caso dovuto alle basse temperature di combustione a carichi parziali o al minimo, che può causare un *misfiring*; shock termico sulla candela, che si verifica se il combustibile liquido entra in contatto con la parte calda della candela, in quanto quest'ultima si raffredda rapidamente ed è sottoposta ad un carico termico elevato. Bisogna valutare bene l'inizio dell'iniezione, in quanto l'immissione di combustibile e l'accensione sono strettamente collegati, e il combustibile deve essere iniettato in un istante termodinamicamente favorevole in modo da poter sfruttare a pieno la vicinanza dell'iniettore alla candela.

1.2 Exhaust Gas Recirculation (EGR) e catalizzatori de-NO_x

Come già accennato in precedenza, i sistemi di iniezione GDI quando lavorano nel campo delle miscele povere, producono elevate quantità di NO_x. La riduzione di tali emissioni può essere effettuata utilizzando il sistema EGR, analogamente a quanto accade nei motori ad accensione per compressione. Il principio di funzionamento resta lo stesso, ovvero si preleva una piccola quantità di gas di scarico dal rispettivo collettore e, dopo averla eventualmente

raffreddata tramite uno scambiatore di calore, la si fa arrivare al collettore di aspirazione. Questo è possibile grazie alla valvola EGR comandata dalla centralina di controllo del motore, che consente di regolare la quantità dei gas messi in ricircolo. L'EGR, può anche essere di tipo "interno" ossia realizzato mediante ritardo di apertura della valvola di scarico, in modo da trattenere i gas combusti in camera di combustione dopo la fase di espansione.

La presenza di EGR comporta una riduzione degli ossidi di azoto grazie alla riduzione della temperatura di combustione. Quindi l'EGR raffreddato migliora i consumi eliminando la necessità dell'arricchimento di carburante e riducendo il rischio di battito in testa. A bassi e medi carichi, l'EGR non raffreddato può essere usato per ridurre le perdite di pompaggio e preriscaldare la carica in aspirazione.

L'utilizzo del solo EGR non permette però il rispetto delle normative antinquinamento. Ciò comporta la necessità di utilizzare un ulteriore dispositivo che permetta l'abbattimento degli NO_x, il catalizzatore de-NO_x, mostrato in Figura 1.5.

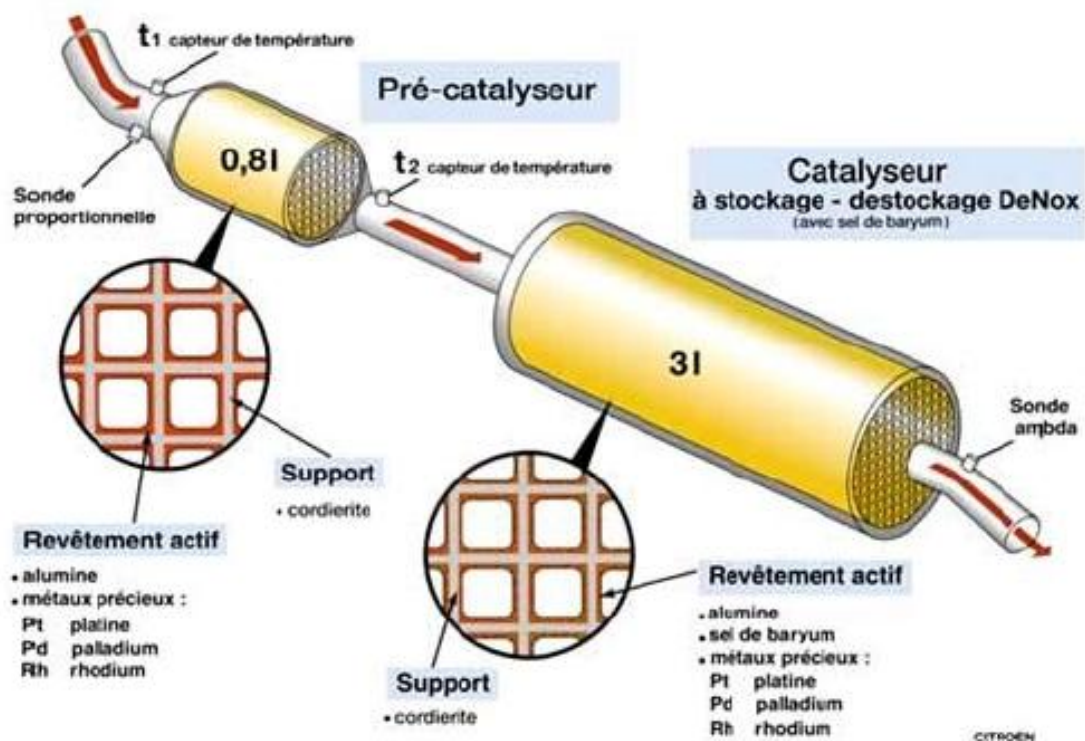


Figura 1.5 – Catalizzatore de-NO_x utilizzato sul motore Peugeot HPI.

Il catalizzatore de- NO_x , contiene platino, palladio, rame e composto a base di bario e abbatta anche il CO e gli HC. Quando il motore è alimentato con miscela magra e quindi in eccesso di ossigeno, il monossido di azoto che si forma viene ossidato in biossido di azoto (NO_2) sul platino e, successivamente, è trattenuto sotto forma di nitrato di bario. In conseguenza di ciò, il catalizzatore si satura. Quindi per tre secondi ogni minuto, la centralina elettronica arricchisce la miscela facendo aumentare le emissioni di CO ed HC che fungono da riduttori; questi, sul rodio, si ossidano prelevando ossigeno dall' NO_2 , lasciando come sottoprodotto azoto (N_2).

Questo tipo di catalizzatore deve lavorare ad una temperatura compresa tra 300 °C e i 450 °C; in tali condizioni permette il trattamento del 90% degli ossidi di azoto. Tale intervallo di temperatura è tipico dei tratti urbani ed è legato alla posizione del catalizzatore nell'impianto di scarico. Nei percorsi extraurbani veloci il motore funziona in condizioni di miscela stechiometrica, le temperature superano i limiti indicati e il sistema funziona come un classico catalizzatore a tre vie. La presenza di zolfo all'interno delle normali benzine limita l'utilizzo di tale dispositivo, poiché il rame ha la proprietà di ossidarsi in solfato di rame alle elevate temperature a cui questo catalizzatore lavora e rovinerebbe in maniera irreversibile il catalizzatore stesso. Si devono perciò utilizzare benzine prive di zolfo. Poiché tali benzine sono ancora poco diffuse sul mercato italiano, l'impiego del catalizzatore de- NO_x rimane limitato.

La natura del catalizzatore influisce sullo sfruttamento della stratificazione della carica, come si evince da Figura 1.6.

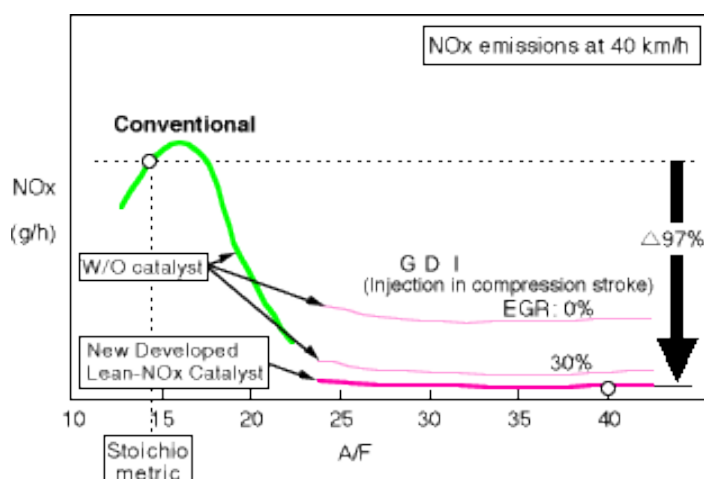


Figura 1.6 – Emissioni di NO_x in funzione del rapporto di miscela.

1.3 *Variable valve timing*

La fasatura delle valvole in un motore a 4 tempi, cioè la scelta degli angoli di apertura e chiusura delle valvole, è un aspetto dal quale dipendono molte delle caratteristiche del motore. La sua ottimizzazione è un processo che va di pari passo con l'ottimizzazione dei condotti di aspirazione e scarico, la cui geometria influisce fortemente su tutto il processo di sostituzione del fluido di lavoro. Soprattutto per i motori destinati a funzionare a regimi elevati, è importante che le aree delle sezioni equivalenti di aspirazione/scarico siano elevate e che la permeabilità del sistema sia tale da evitare strozzature ed eccessive perdite di carico. Per questo, compatibilmente con l'insorgere di fenomeni collaterali indesiderati, si cerca di aumentare quanto più possibile la durata angolare delle fasi di aspirazione e scarico.

Diversi studi hanno dimostrato che i miglioramenti delle prestazioni, nelle condizioni di carico parziale, possono essere realizzate se la fasatura della valvola è variabile. Il controllo della fasatura può essere utilizzato per migliorare la curva di coppia-potenza oltre che per ridurre le emissioni e il consumo di combustibile.

Il controllo sulla valvola di aspirazione fornisce il riempimento ottimale del cilindro a tutte le velocità del motore. Questa naturale sovralimentazione e il miglioramento della coppia e della potenza che la accompagnano, consentono il ridimensionamento della cilindrata e, quindi, riducono il consumo di combustibile in tutte le condizioni di funzionamento. Un'anticipata chiusura della valvola di aspirazione determina l'espansione della miscela fino al punto morto inferiore e, pertanto, essa presenterà all'inizio della fase di compressione una temperatura più bassa. Come conseguenza di ciò, è prevista una più bassa quantità di NO_x .

Il controllo sulla valvola di scarico, oltre a determinare un allungamento della fase di espansione, permette una riduzione di consumi per via della diminuzione virtuale di cilindrata perseguibile mediante il ricircolo interno dei gas di scarico (*internal EGR*). Il ritardo di apertura della valvola di scarico è in genere adottato quale misura volta alla riduzione dei consumi ai bassi carichi nei motori di piccola e media cilindrata.

1.4 Il processo di combustione

Nei motori a combustione interna ad accensione comandata, la miscela, formata da combustibile vaporizzato, aria e gas combusti residui, compressa dal pistone, inizia a bruciare in prossimità del punto morto superiore (PMS) per effetto della scintilla fatta scoccare tra gli elettrodi di una o più candele. Dalla zona d'innescio l'accensione si propaga a tutta la massa circostante in maniera graduale grazie all'avanzamento del fronte di fiamma che separa le zone in cui ha avuto inizio l'accensione da quelle in cui tale fenomeno non è ancora avvenuto.

L'andamento della pressione media nel cilindro durante la combustione, che si svolge intorno al *PMS* quando il pistone compie spostamenti molto piccoli, è reso più evidente se si usano diagrammi indicati aperti pressione-tempo o pressione-angolo di manovella, quale quello riportato in Figura 1.7.

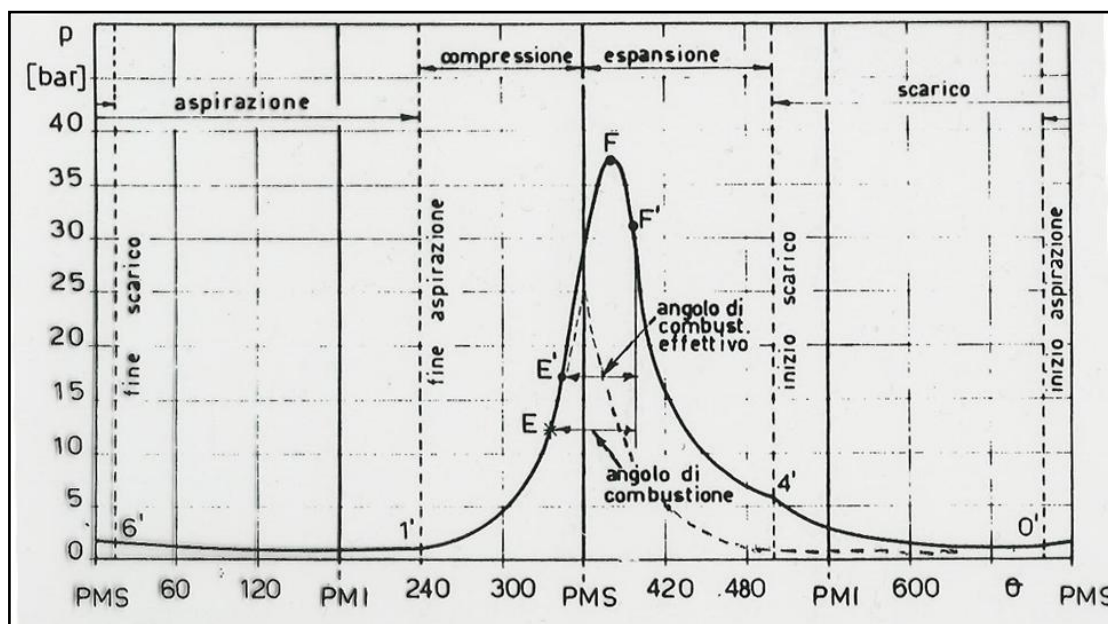


Figura 1.7 – Diagramma della pressione in funzione dell'angolo di manovella in un motore ad accensione comandata.

Da tale diagramma si possono dedurre i valori dei gradienti di pressione che si hanno durante il ciclo, $dp/d\theta$, utili, tra l'altro, per quantizzare le sollecitazioni cui sono sottoposti gli organi meccanici, nonché l'intensità delle emissioni acustiche. La posizione angolare della manovella in corrispondenza della quale si fa scoccare la scarica elettrica tra gli elettrodi della candela, è

anticipata rispetto al *PMS* al fine di consentire lo sviluppo della combustione della miscela, che impiega un certo tempo per completarsi.

Nei motori a combustione interna ad accensione comandata non vi è praticamente ritardo all'accensione, poiché l'innesco della combustione si ottiene repentinamente a seguito dello scoccare della scintilla tra gli elettrodi della candela. Il ritardo con cui si manifesta l'incremento di pressione è dovuto al fatto che inizialmente partecipa al fenomeno una quantità molto piccola di miscela. Solo quando la combustione ha interessato il 20÷30 % del volume a disposizione della camera di combustione si verificano apprezzabili incrementi di pressione.

A partire dall'istante in cui avviene lo scoccare della scintilla, si possono individuare tre tratti distinti del ciclo di pressione rappresentato in Figura 1.7: un primo in cui non si ha un incremento sensibile di pressione rispetto a quello dovuto al moto del pistone; un secondo in cui si nota un aumento graduale e sensibile della pressione, fino al raggiungimento della pressione massima del ciclo (in tale tratto si ha lo sviluppo della fase principale della combustione durante la quale il fronte di fiamma turbolento si propaga alla gran parte della camera di combustione, mentre il volume della camera rimane praticamente invariato per il permanere del pistone nell'intorno del *PMS*), ed un terzo in cui si ha la fase finale della combustione. In quest'ultima parte la combustione si completa con una progressiva diminuzione della pressione dovuta all'espansione.

Una variabile che ben quantifica la velocità di combustione è la frazione di massa di combustibile bruciato, x_b , che verrà estesamente impiegata nella discussione riportata nel Capitolo 4. In genere la frazione di massa bruciata è studiata con riferimento ai valori degli angoli di manovella in corrispondenza dei quali è bruciato il 10% della massa di combustibile, il 50% della massa di combustibile ed il 90% della massa di combustibile. L'intervallo di *flame initiation*, ovvero la prima fase del processo di combustione, è l'intervallo angolare che intercorre tra l'istante (ovvero angolo di manovella) in cui viene fatta scoccare la scintilla e l'istante in cui è bruciato il 10% della massa di combustibile. L'intervallo angolare necessario a bruciare l'ulteriore 40% di massa di benzina è detto di *flame development* (sviluppo di fiamma). La *flame propagation* è l'intervallo necessario a bruciare ancora il 40% di combustibile.

1.4.1 Combustioni anomale

La combustione si svolge regolarmente quando ha inizio nel punto e nell'istante in cui scocca la scintilla e procede gradualmente fino a raggiungere tutte le altre zone della camera.

Si parla di combustione anomala quando, scoccata la scintilla, questa non procede nel modo descritto oppure non è provocata direttamente dalla scintilla, ma da altre cause. Nei motori ad accensione comandata possono verificarsi varie forme di combustioni anomale.

La combustione anomala prende il nome rispettivamente di detonazione o di accensione da superficie, a seconda che vi siano improvvise liberazioni di energia nella miscela non ancora raggiunta dal fronte di fiamma o sorgenti secondarie di accensione.

Il fenomeno della detonazione è determinato da cause del tutto diverse da quelle che provocano le accensioni da superficie e la principale differenza è che la prima si verifica dopo l'innesco della scintilla, con un'istantanea accensione di una parte della carica e quando la combustione normale della miscela è già in atto; la seconda si verifica normalmente o prima o dopo che scocchi la scintilla tra gli elettrodi della candela, sempre con la formazione di uno o più fronti di fiamma che si aggiungono a quello relativo alla combustione innescata dalla candela. In un motore che funziona in condizioni di detonazione si originano onde di pressione, le cui ampiezze vanno gradualmente attenuandosi, ed alle quali è imputabile il caratteristico *battito* sonoro e metallico avvertibile all'esterno, causato dalle onde d'urto che insorgono nella massa dei gas e che vengono più volte riflesse dalle pareti della camera di combustione.

Nel caso della detonazione la temperatura dei gas, in prossimità della candela è sensibilmente più alta di quella dei gas che bruciano per ultimi. La pressione e la temperatura delle particelle di fluido, non ancora raggiunte dal fronte di fiamma, aumentano progressivamente e continuamente. Se in un certo istante la temperatura della carica non ancora combusta (*end gas*) raggiunge e supera la temperatura di autoaccensione della miscela e se il fronte di fiamma, che si muove con una velocità di alcune decine di m/s, non riesce a bruciare tutta la carica residua prima che sia trascorso il tempo di ritardo all'accensione, una

porzione più o meno apprezzabile della miscela dell'*end gas* si accende spontaneamente prima che questa la raggiunga.

In assenza di turbolenza, la combustione detonante si verificherebbe con estrema facilità per la modesta velocità del fronte di fiamma. Invece, con la presenza di turbolenza, c'è un aumento della velocità del fronte di fiamma tanto maggiore quanto maggiore è la velocità del motore. Ciò permette al fronte di fiamma di raggiungere e bruciare anche le ultime porzioni di miscela prima che sia trascorso il tempo di ritardo all'accensione spontanea.

La detonazione, se intensa, riduce il rendimento del motore. Infatti l'onda esplosiva, incidendo sulle pareti del cilindro, rompe il velo costituito dallo strato limite di gas aderente alle pareti e, presumibilmente, rimuove anche i lievi depositi carboniosi ed il lubrificante. Il coefficiente di trasmissione del calore fra gas e parete aumenta e cresce quindi la quantità di calore ceduta al refrigerante, con conseguente ulteriore riduzione del rendimento.

Le oscillazioni della pressione possono distruggere il velo di lubrificante sui cuscinetti di biella o sulle fasce elastiche dei pistoni, provocando un aumento dell'attrito e dell'usura di tali parti. Inoltre, la detonazione determina la formazione di punti particolarmente caldi e quindi può provocare, in un secondo momento, l'accensione della miscela in quei punti.

I principali parametri che influenzano la detonazione sono: rapporto volumetrico di compressione, temperatura della miscela in ingresso, velocità di rotazione del motore, rapporto aria combustibile, anticipo all'accensione, caratteristiche costruttive della camera di combustione, numero e posizione delle candele, numero di ottano della benzina.

L'accensione dovuta a superfici calde o accensione da superficie consiste nell'accensione della carica da parte di un qualunque punto caldo presente nella camera di combustione con la generazione di un secondo fronte di fiamma, che viaggia alla stessa velocità media del primo. Il fenomeno è stato evidenziato soltanto quando, con l'aumento del rapporto di compressione, si sono incrementati i valori delle pressioni e delle temperature del ciclo e delle pareti della camera di combustione.

I punti della camera di combustione, che possono divenire particolarmente caldi durante il funzionamento del motore sono, ad esempio, la testa delle valvole di scarico o gli elettrodi delle candele di accensione. A seconda che

l'accensione sia innescata prima o dopo lo scoccare della normale scintilla, essa prende il nome di *pre*-accensione o *post*-accensione.

L'accensione da superficie determina nel motore maggiori ed imprevedibili sollecitazioni sia termiche che meccaniche, specialmente se si verifica in anticipo rispetto allo scoccare della scintilla. Ne conseguono, infatti, un aumento del lavoro di compressione, una riduzione del lavoro utile, forti vibrazioni del motore e repentini aumenti di temperatura e di pressione, che possono dar luogo, specie in condizioni di funzionamento a carico elevato e continuativo, a surriscaldamenti e a rotture di alcuni organi meccanici. I parametri che influenzano tale fenomeno sono parametri costruttivi, condizioni operative, lubrificazione, carburanti.

1.5 Motore Alfa 1750 GDI

Il motore studiato nel presente lavoro di tesi è un motore Alfa Romeo 1750 cc, avente le caratteristiche riportate in Tabella 1.I.

Motore	4 tempi accensione comandata 4 cilindri in linea 4 valvole per cilindro Fasatura variabile su aspirazione e scarico
Cilindrata	1742.22 cm ³
Alesaggio	83 mm
Corsa	80.5 mm
Volume camera di combustione	52.77 cm ³
Tipo di turbina	Turbocompressore a geometria variabile
Pressione massima sovralimentazione	2.5 bar
Fasatura valvole (Intake Valve Opening/Closing) (Exhaust Valve Opening/Closing)	Senza VVT IVO -24.5 CAD IVC 61 CAD EVO 35.5 CAD EVC 1 CAD Con VVT IVO 31 CAD IVC -12.5 CAD EVO -21 CAD EVC 39.5 CAD
Rapporto di compressione	9.5
Potenza massima	147.1 kw a 5.000 g/min
Coppia massima	320.4 Nm (32,7 Kgm) a 1.400 g/min

Tabella 1.I – Principali caratteristiche del motore oggetto di studio.

Il propulsore eroga una potenza massima di 200 CV (147 kW) a 5.000 giri/min e una coppia massima di 320 Nm a 1.400 g/min. La sovralimentazione, associata ad un doppio variatore di fase continuo su scarico ed aspirazione, consente ampi margini di ottimizzazione per raggiungere il miglior compromesso tra prestazioni ed emissioni in ogni regime.

La configurazione della camera di combustione è di tipo *wide spacing* con iniettore posizionato centralmente tra le valvole di aspirazione.

La candela è posta in posizione centrale tra le 4 valvole e la formazione della miscela è di tipo *wall-guided*.

Il motore in esame è stato studiato con funzionamento a medio carico, 1500 rpm, in condizioni di carica povera, e di carica stechiometrica non detonante e detonante. Sono state adottate due diverse fasature valvola, mostrate nelle Figure 1.8 e 1.9.

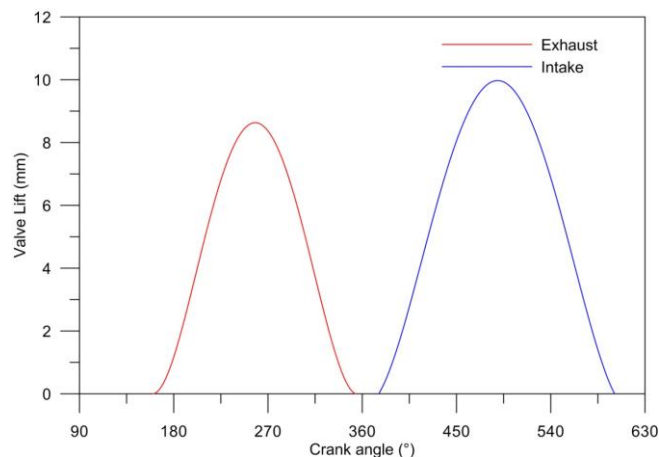


Figura 1.8 – Legge di alzata valvola per condizioni non detonati.

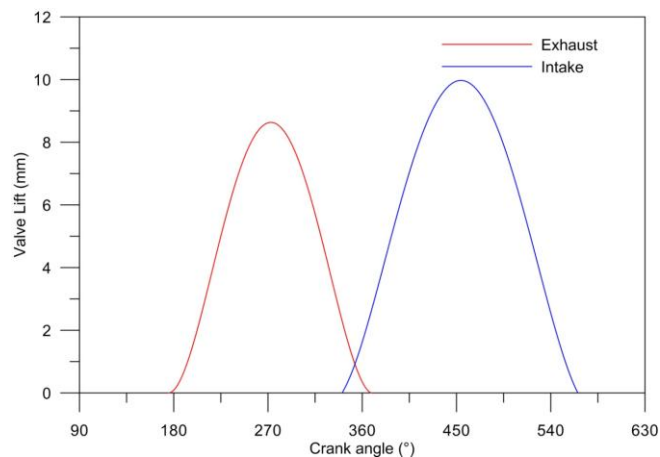


Figura 1.9 – Legge di alzata valvola per condizioni detonati

La Figura 1.8 è riferita alle condizioni di carica povera e stechiometrica utilizzate in fase di taratura del modello tridimensionale di simulazione del ciclo di funzionamento del motore e per la successiva ottimizzazione, rispettivamente riportate nei Capitoli 3 e 4. In questo caso non c'è incrocio valvole. La Figura 1.9, invece, rappresenta le leggi di alzata valvola per le condizioni detonanti discusse nel Capitolo 5. In questo caso si ha incrocio valvole per una durata angolare di 20° .

Inoltre, sono stati considerati due diversi iniettori di ultima generazione, il primo Bosch HDEV 5.1 sette fori, per le condizioni di carica povera e stechiometrica e il secondo il Magneti-Marelli sei fori per le condizioni detonanti.

Capitolo 2

**Sviluppo di un modello di simulazione della
dinamica di spray di combustibile generati da
iniettori GDI di nuova generazione**

La simulazione dei processi termofluidodinamici che hanno luogo in un motore ad accensione comandata ed iniezione diretta è stata effettuata a valle della messa a punto di un sotto-modello in grado di riprodurre a calcolo la dinamica di spray gassosi da iniettori GDI di nuova generazione. L'evoluzione della tecnologia motoristica ha infatti condotto, negli ultimi anni, all'utilizzo di iniettori multiforo suscettibili di funzionamento ad elevata pressione di iniezione.

Presso il laboratorio spray dell'Istituto Motori del CNR in Napoli si è effettuata una caratterizzazione sperimentale di iniettori commercializzati da alcune delle maggiori aziende operanti nel settore, che ha permesso la costruzione di un database utile ai fini della taratura del modello di dinamica degli spray sviluppato nel corso del dottorato di ricerca.

2.1 Definizione di parametri utili alla caratterizzazione di uno spray

La dinamica spazio-temporale di un getto liquido in moto in un'atmosfera gassosa è determinata dalla sovrapposizione di una serie di effetti fisici, la cui importanza relativa va considerata caso per caso. In via del tutto generale, si può descrivere il processo di formazione di una spray come segue. Il liquido che attraversa sotto pressione i piccoli fori di un iniettore penetra in un'atmosfera gassosa supposta per semplicità in quiete perdendo la sua configurazione iniziale ed assumendo la forma di un insieme di particelle liquide e legamenti tra queste. La teoria dell'instabilità idrodinamica individua quale causa determinante nel provocare la disgregazione iniziale del getto la sua interazione aerodinamica con il gas circostante. Il moto relativo liquido-gas amplifica disturbi superficiali presenti all'interfaccia, così da portare alla separazione di gocce da quello che può essere chiamato il "*core*" liquido. Ogni particella segue nel gas circostante una sua traiettoria e contribuisce a dare al getto nel suo insieme la caratteristica forma di un cono. Man mano che le particelle liquide si muovono nel mezzo gassoso, esse subiscono l'azione delle forze aerodinamiche e dalla tensione superficiale, e si dividono in goccioline sempre più piccole, fino a che l'effetto dovuto alla tensione superficiale non

riesce a contrastare le forze che producono la rottura. A tal punto, solo una eventuale evaporazione del liquido provoca ulteriori riduzioni del diametro delle goccioline. Al contrario, la coalescenza tra due o più gocce provoca un aumento di diametro.

Nei motori a combustione interna ad iniezione diretta, in particolare, la dinamica dello spray di combustibile è il risultato di instabilità, conseguente frammentazione, interazione con la turbolenza del flusso della fase gassosa, possibile coalescenza di due o più gocce ed evaporazione.

Le condizioni fisiche appena descritte portano a definire tre caratteristiche degli spray, ovvero polverizzazione, penetrazione e diffusione. La prima è quantificabile in base a quello che è il diametro medio delle gocce, la seconda in base alla distanza massima percorsa dalle gocce a partire dalla sezione di uscita del pulverizzatore, la terza in base all'angolo di apertura del cono.

2.1.1 Polverizzazione del getto

Il diametro delle goccioline che compongono lo spray può variare in un ampio campo di valori al variare della loro posizione e durante l'intero periodo d'iniezione. Conviene pertanto, per descrivere lo stato di polverizzazione di uno spray, fare ricorso a indici statistici. Una volta definita la funzione densità di probabilità $f(x)$ della variabile casuale continua che rappresenta la dimensione delle gocce, si possono definire diversi tipi di medie, ovvero:

❖ un *diámetro medio superficiale* (d_{sup}), ottenuto in base alla condizione che la superficie totale delle gocce osservate sia globalmente uguale a quella dell'insieme di gocce di diametro medio d_{sup} :

$$d_{sup} = \sqrt{\int_{x_m}^{x_M} x^2 f(x) dx}; \quad (2.1)$$

con x diametro della generica goccia, x_m diametro minimo rilevato e x_M diametro massimo rilevato;

❖ un *diámetro medio volumico* (d_{vol}), definito dalla condizione di uguaglianza dei volumi:

$$d_{vol} = \sqrt[3]{\int_{x_m}^{x_M} x^3 f(x) dx} ; \quad (2.2)$$

❖ un *diametro medio di Sauter* (d_s), definito in modo da conservare il rapporto superficie/volume globale del getto:

$$d_s = \frac{\int_{x_m}^{x_M} x^3 f(x) dx}{\int_{x_m}^{x_M} x^2 f(x) dx} . \quad (2.3)$$

2.1.2 Penetrazione del getto

Durante il processo di iniezione, le gocce di combustibile, interagendo con l'aria, subiscono una rapida riduzione della loro velocità. La velocità del gas circostante, invece, tende ad aumentare principalmente in quella che è la componente lungo la direzione dell'asse dello spray, per effetto del trasporto di quantità di moto tra le due fasi. Di conseguenza, le gocce iniettate negli istanti successivi incontrano una minor resistenza ed hanno una più elevata velocità di quelle iniettate negli istanti iniziali. Le gocce periferiche, più fini, hanno una minore energia cinetica, mentre quelle in prossimità dell'asse dello spray hanno massa e velocità maggiori, quindi percorrono una distanza maggiore dalla sezione di uscita del polverizzatore. Il getto, nella sua totalità, avanza, perché le gocce rallentate del suo fronte sono sostituite da nuove, aventi una più elevata energia cinetica.

Evidenze sperimentali hanno portato alla conclusione che la velocità della singola goccia risulta decrescente con legge esponenziale in funzione dello spazio percorso. Al diminuire del diametro della goccia o all'aumentare della densità del gas esterno, cresce, infatti, il fattore di smorzamento della velocità e quindi diminuisce la penetrazione del getto.

L'effetto della pressione d'iniezione risulta duplice: un suo aumento provoca una diminuzione di diametro delle gocce ed accresce il valore della velocità iniziale. Fra queste due influenze di tipo opposto, prevale la seconda, per cui elevate pressioni d'iniezione favoriscono la penetrazione del getto, specialmente nelle fasi iniziali.

Tra le numerose correlazioni proposte per prevedere la penetrazione del getto nel tempo t , basate su dati sperimentali e teorie semplificate sulla formazione dello spray, si può considerare quella dovuta a Dent:

$$L_{sp} = 3.07 \left[(294/T_g) (p_{in} - p_g) / \rho_g \right]^{1/4} (d_o t)^{1/2}, \quad (2.4)$$

in cui la lunghezza di penetrazione è espressa in funzione della temperatura e della densità del gas in quiete, T_g e ρ_g , della differenza tra pressione di iniezione e pressione del gas, $p_{in} - p_g$, e del diametro del foro, d_o .

Occorre tener presente che le precedenti considerazioni sulla penetrazione del getto si riferiscono all'iniezione di combustibile in un mezzo in quiete. Nei motori a combustione interna, la presenza di turbolenza in camera di combustione influenza sensibilmente lo sviluppo dello spray, il quale man mano che ingloba aria e rallenta, viene deviato nella direzione di moto dell'aria, con un effetto maggiore sulle gocce più leggere. L'entità delle deviazioni dalla traiettoria iniziale aumenta al crescere della velocità e della densità dell'aria. Il risultato prodotto dalla turbolenza è quindi quello di ridurre la penetrazione e favorire la miscelazione del combustibile.

2.1.3 Diffusione

La diffusione di uno spray di combustibile viene misurata dall'apertura del cono che il getto forma all'uscita dall'ugello.

La disgregazione del getto liquido per effetto di oscillazioni superficiali instabili, amplificate dalla sua interazione aerodinamica con il gas, permette di prevedere l'angolo di apertura iniziale del cono β_{sp} , combinando l'espressione della velocità radiale delle onde superficiali che crescono più rapidamente, con la velocità assiale d'iniezione. Si perviene così all'espressione:

$$\tan\left(\frac{\beta_{sp}}{2}\right) = \frac{1}{C_\beta} 4\pi \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right) f^*, \quad (2.5)$$

la quale, tenuto conto che f^* tende al valore costante $\sqrt{3}/6$ per alti valori del numero di Taylor, indica che β_{sp} dipende solo dal rapporto ρ_g/ρ_l e dalla geometria dell'ugello attraverso la costante C_β .

Tra i diversi parametri geometrici caratteristici dell'iniettore, soltanto il rapporto tra lunghezza e diametro dell'ugello L_f/d_f , esercita un'influenza apprezzabile su β_{sp} . La lunghezza delle pareti dell'ugello, infatti, tende a guidare meglio il getto, ostacolandone l'apertura una volta che esso fuoriesce nell'atmosfera gassosa.

2.2 Modellistica di spray liquidi in atmosfera gassosa

Gli spray sono flussi tipicamente bifase, in cui il flusso del combustibile in fase liquida è fortemente influenzato dalla fase gassosa dell'atmosfera in cui esso viene iniettato. La simulazione numerica di uno spray viene pertanto effettuata risolvendo le equazioni del moto per entrambe le fasi.

Al giorno d'oggi i calcoli sullo spray in ambito ingegneristico sono per lo più basati sul metodo denominato nella letteratura anglosassone *Discrete Droplet Method (DDM)*. Questo metodo consiste in un approccio Lagrangiano allo studio delle equazioni di bilancio per la fase liquida, accoppiato al classico approccio Euleriano per la fase gassosa. La posizione, la quantità di moto, e l'energia delle singole particelle vengono determinate seguendone la traiettoria a partire dalla sezione di uscita del polverizzatore. Di fatto, il getto liquido viene assimilato ad un treno di gocce di dimensioni approssimativamente coincidenti con il diametro dell'ugello, che vengono introdotte con continuità attraverso l'iniettore.

2.2.1 Modello matematico della fase liquida

Equazione di bilancio di quantità di moto

L'equazione differenziale per la velocità di una goccia proiettata lungo la direzione del suo moto è data da:

$$m_d \frac{du_{id}}{dt} = F_{idr} + F_{ig} + F_{ip} + F_{ib}, \quad (2.6)$$

dove, m_d è la massa della goccia, u_{id} la sua velocità, t la variabile tempo e F_{idr} è la forza di resistenza, data da:

$$F_{idr} = D_p \cdot u_{irel} \quad (2.7)$$

in cui u_{irel} è la velocità relativa tra liquido e gas circostante, D_p è esprimibile mediante il coefficiente di resistenza C_D come:

$$D_p = \frac{1}{2} \rho_g A_d C_D |u_{rel}|. \quad (2.8)$$

C_D è generalmente funzione del numero di Reynolds (Re_d), A_d è l'area della sezione trasversale della particella, $|u_{rel}|$ è la velocità media relativa delle gocce. Dalle varie formulazioni che si hanno in letteratura per il coefficiente di resistenza di una singola sfera, si usa quella ideata da Schiller e Neumann;

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} (1 + 0.15 Re_d^{0.687}) \Rightarrow Re_d < 10^3 \\ 0.44 \Rightarrow Re_d > 10^3 \end{cases}. \quad (2.9)$$

Il numero di Reynolds è espresso nell'equazione seguente dove μ_g rappresenta la viscosità del fluido e D_d il diametro della particella:

$$Re_d = \frac{\rho_g |u_d| D_d}{\mu_g}. \quad (2.10)$$

Nell'eq. (2.6) F_{ig} è una forza che include la gravità e il galleggiamento

$$F_{ig} = V_p \cdot (\rho_p - \rho_g) g_i, \quad (2.11)$$

con V_p il volume della particella, F_{ip} la forza di pressione, data da:

$$F_{ip} = V_p \cdot \nabla p. \quad (2.12)$$

con ∇p gradiente di pressione. F_{ib} riassume altre forze esterne come, forze magnetiche o elettrostatiche.

Considerando quanto detto, possiamo sostituire le relazioni delle singole forze nella (2.6) e dividere per la massa m_d , per ottenere l'equazione dell'accelerazione della particella:

$$\frac{du_{id}}{dt} = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_g}{\rho_d} \frac{1}{D_d} |u_g - u_d| (u_{ig} - u_{id}) + \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_d}\right) g_i, \quad (2.13)$$

che può essere integrata per ottenere la velocità della particella. La (2.13) fornisce anche informazioni circa la traiettoria poiché è:

$$\frac{dx_{id}}{dt} = u_{id}. \quad (2.14)$$

Equazione di bilancio di energia

I processi di trasferimento di calore e massa vengono descritti dal modello introdotto da Dukowitz e sono essenzialmente basati sulle seguenti supposizioni:

- simmetria sferica;
- film di vapore quasi stazionario intorno alla goccia;
- temperatura uniforme lungo il diametro della goccia;
- proprietà fisiche uniformi del fluido circostante;
- equilibrio termico liquido-vapore sulla superficie della goccia.

Con l'assunzione che la goccia è ad una temperatura uniforme, la variazione di temperatura è determinata dall'equazione di bilancio dell'energia, che stabilisce che l'energia fornita alla goccia è in parte necessaria per riscaldarla e in parte necessaria perché essa evapori:

$$m_d c_{pd} \frac{dT_d}{dt} = L \frac{dm_d}{dt} + \dot{Q} \quad (2.15)$$

Nella (2.15) c_{pd} è il calore specifico, T_d la temperatura della goccia, L il calore latente di evaporazione.

La potenza termica \dot{Q} fornita alla superficie della goccia è:

$$\dot{Q} = \alpha \cdot A_s (T_\infty - T_s) \quad (2.16)$$

dove α è il coefficiente di scambio termico convettivo attraverso il film che circonda la goccia e A_s è la superficie della goccia, T_s la temperatura superficiale e T_∞ la temperatura in campo lontano.

Il coefficiente di scambio termico convettivo dell'equazione (2.16) è derivabile dal numero di Nusselt per la cui determinazione si utilizza la seguente correlazione proposta da Ranz e Marshall [Ranz et al., 1952] per singole gocce:

$$Nu = \frac{\alpha D_d}{k} = 2 + 0.6 Re_d^{1/2} Pr^{1/3}. \quad (2.21)$$

Nella (2.21) compaiono il numero di Reynolds, il numero di Prandtl e la conducibilità del gas, k .

Introducendo il flusso di calore superficiale locale \dot{q}_s e il flusso di massa di vapore \dot{f}_{vs} , con l'assunzione di condizioni uniformi sulla superficie della goccia, l'equazione per il flusso di massa diventa:

$$\frac{dm_d}{dt} = \dot{Q} \frac{\dot{f}_{vs}}{\dot{q}_s}. \quad (2.17)$$

L'equazione di bilancio di energia è quindi data da:

$$m_d c_{pd} \frac{dT_d}{dt} = \dot{Q} \left(1 + L \frac{\dot{f}_{vs}}{\dot{q}_s} \right). \quad (2.18)$$

Queste equazioni definiscono la variazione di massa della goccia e quindi, il diametro della goccia e la sua temperatura, noti che siano il flusso di calore fornito \dot{Q} e il rapporto tra \dot{f}_{vs} e \dot{q}_s :

$$\frac{\dot{f}_{vs}}{\dot{q}_s} = \frac{-B_y}{h_\infty - h_s - (h_{vs} - h_{gs})(Y_{v\infty} - Y_{vs})}, \quad (2.19)$$

dove:

$$B_y = \frac{Y_{vs} - Y_{v\infty}}{1 - Y_{vs}} \quad (2.20)$$

è detto numero di trasferimento di massa. $f_{mv\infty}$ è la frazione di massa di vapore ad una certa distanza dalla goccia, f_{mvs} è la frazione di massa di vapore sulla superficie.

2.2.2 Modelli di break-up

Per i getti liquidi in atmosfera gassosa si distinguono tipicamente cinque regimi di frammentazione:

- regime di Rayleigh: la frammentazione avviene lontano dall'ugello e le dimensioni delle gocce che si originano sono maggiori del diametro dell'ugello stesso;
- frammentazione primaria di tipo aerodinamico: la frammentazione avviene lontano dall'ugello e le gocce formatesi sono della stessa grandezza del diametro dell'ugello;
- frammentazione secondaria di tipo aerodinamico: la frammentazione si verifica ad una certa distanza dall'uscita dell'ugello e le gocce che si originano sono più piccole del diametro dell'ugello;
- atomizzazione: la frammentazione si verifica non appena il liquido fuoriesce dall'ugello; le gocce sono molto più piccole del diametro del foro. Il fenomeno è influenzato dalla eventuale cavitazione che si verifica internamente all'ugello, in cui la pressione del liquido raggiunge il valore della tensione di vapore, determinando la formazione di bolle di vapore;
- regime di super-cavitazione o hydraulic flip: l'effetto della cavitazione è così intenso da provocare il distacco della vena fluida

dalle pareti dell'ugello, quindi il restringimento della sezione del getto già prima che questo fuoriesca dall'ugello.

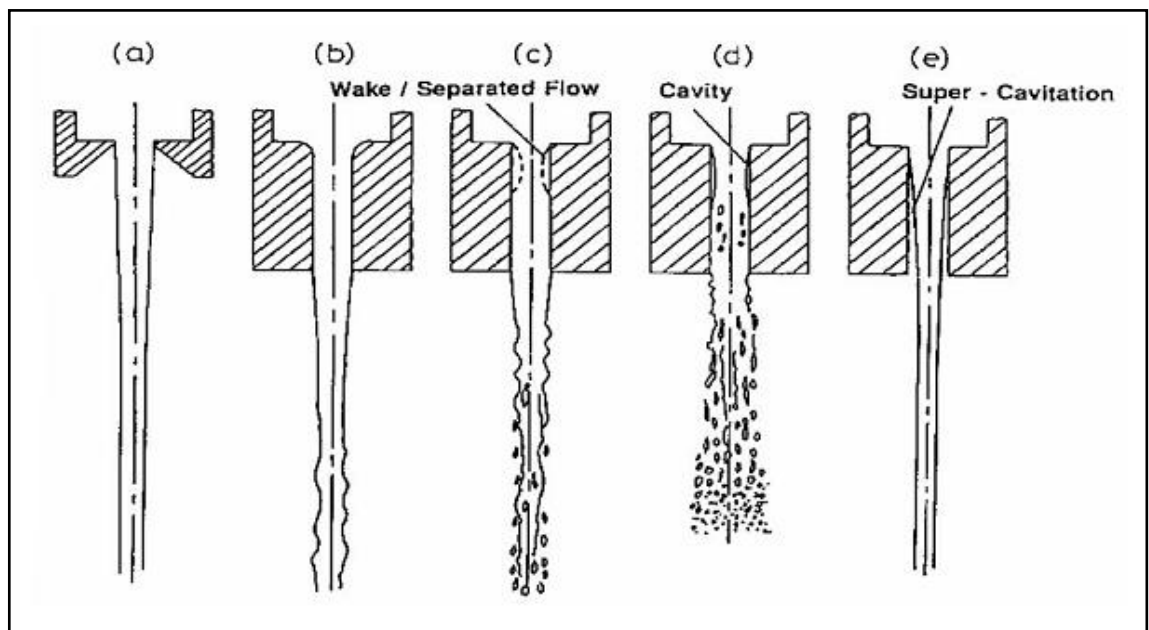


Figura 2.1 - Regimi di frammentazione di getti liquidi in atmosfera gassosa.

La Figura 2.1 schematizza i suddetti regimi. Le elevate pressioni di iniezione tipiche delle applicazioni dei getti liquidi in ambiente motoristico determinano il predominare del regime cosiddetto di atomizzazione. La descrizione fisica della frammentazione del getto è effettuata nell'ambito della descrizione Lagrangiana mediante modelli semi-empirici, sviluppati nel corso degli anni e basati su considerazioni derivate dalla teoria dell'instabilità idrodinamica.

Secondo tale teoria, le perturbazioni presenti all'interfaccia liquido-gas, all'uscita dell'ugello si amplificano in maniera diversa a seconda della loro lunghezza d'onda ed in funzione dei principali parametri che caratterizzano il sistema fluido considerato. La perturbazione più instabile, ovvero quella suscettibile di maggiore amplificazione determina il distacco della gocciolina dal *core* liquido, ovvero di goccioline via via più piccole da quelle di maggior diametro.

Nell'ambito del presente lavoro di tesi si è preferito il modello semi-empirico di break-up di Huh e Gosman. Tale modello considera sia il fenomeno di instabilità delle onde superficiali dovuto agli effetti aerodinamici, già descritto dal cosiddetto modello WAVE, sia l'insorgere di perturbazioni per

effetto del campo di moto turbolento presente all'interno dell'ugello. I modelli WAVE e Huh-Gosman sono descritti di seguito.

- **Modello WAVE**

Come precedentemente accennato, la crescita di una perturbazione inizialmente presente sulla superficie di un getto liquido, dipende dalla sua lunghezza d'onda e dai parametri che caratterizzano l'iniezione di combustibile e lo stato dell'atmosfera circostante (analisi di stabilità lineare – modi temporali). Per alte velocità, le dimensioni delle gocce sono assunte uguali alla lunghezza Λ dell'onda che cresce più velocemente. Per basse velocità, come nella frammentazione tipica del cosiddetto regime di Rayleigh, si originano gocce di dimensioni maggiori.

Nel modello WAVE si considera per lo più la frammentazione di tipo aerodinamico e si distinguono due regimi dipendenti dal numero di Weber, ovvero il cosiddetto *bag break-up* per bassi valori del numero di Weber, e lo *stripping break-up* per alte velocità relative, ovvero alti valori del numero di Weber. Il numero di Weber è definito come rapporto tra le forze di inerzia e le forze di tensione superficiale, ovvero:

$$We = \frac{\rho_d u_d^2 D_d}{\sigma} \quad (2.21)$$

con σ tensione superficiale e ρ_d densità della goccia.

A seconda del regime di break-up, il raggio della gocciolina, r , si riduce secondo l'equazione:

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{r - r_{stab,1,2}}{t_{1,2}} \quad (2.22)$$

dove r è il raggio della goccia, $r_{stab,1}$ o $r_{stab,2}$ è il raggio della gocciolina non più soggetta a frammentazione, quindi, stabile, t_1 il tempo di break-up per il bag break-up e t_2 il tempo di break-up per lo stripping break-up.

Il valore di dt è scelto generalmente molto più piccolo di t_1 e t_2 , e, ovviamente, le dimensioni delle gocce sono gradualmente decrescenti fino ad arrivare alla condizione di stabilità.

I valori di t_1 e t_2 sono, rispettivamente, forniti dalle seguenti relazioni:

$$t_1 = 0.398 \cdot C_2 \sqrt{\frac{\rho_l r^3}{\sigma}} \quad (2.23)$$

$$t_2 = C_2 \frac{r}{u_d} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}}. \quad (2.24)$$

La viscosità del liquido è in entrambi i casi ritenuta trascurabile.

Inoltre:

$$r_{stab,1} = \min \left\{ \left(\frac{3\pi r^2}{2\Omega} \right)^{0.33}, \left(\frac{3r^2 \Lambda}{4} \right)^{0.33} \right\} \quad (2.25)$$

$$r_{stab,2} = \frac{5.98\sigma}{\rho_g u_d}. \quad (2.26)$$

Il regime bag break-up si considera per una sola volta se $r < C_1 A$.

In questo modello vi sono, come è evidente, due costanti, C_1 e C_2 . La costante C_2 corregge il tempo caratteristico di break-up e varia da un iniettore all'altro, mentre per C_1 si considera come valore ottimale 0.61.

Per evitare che il modello WAVE sovrastimi la penetrazione del getto e sottostimi la concentrazione di vapore attorno alla sezione di uscita dell'ugello, si possono iniettare non goccioline con diametro iniziale pari al diametro della sezione di uscita dell'ugello ma uno spettro bimodale di gocce con circa il 90% della massa come gocce di diametro pari al diametro dell'ugello e con il 10% come goccioline già di diametro inferiore (modello WAVE-Child).

- **Modello Huh-Gosman**

La letteratura mostra chiaramente che l'atomizzazione primaria dello spray è il risultato di fenomeni complessi come la crescita delle onde superficiali, le fluttuazioni turbolente all'uscita dell'ugello e la cavitazione all'interno dell'ugello. Considerando i due meccanismi indipendenti, crescita dell'onda superficiale e sforzi interni causati dalla turbolenza, Huh e Gosman hanno sviluppato un modello che accoppia il processo di atomizzazione alle condizioni del flusso all'interno dell'ugello. Tale modello suppone che le fluttuazioni turbolente nel getto sono responsabili delle perturbazioni iniziali sulla superficie del getto. Le onde prodotte crescono secondo le instabilità di Kelvin-Helmholtz fino a provocare il distacco delle gocce atomizzate. La scala di lunghezza caratteristica della turbolenza L_T nell'ugello è considerata come la scala dominante del processo di atomizzazione. Ne consegue che la scala di lunghezza dell'atomizzazione L_A e la lunghezza d'onda della perturbazione superficiale L_W sono espresse come funzione di L_T :

$$L_A = C_2 \cdot L_T \quad L_W = C_3 \cdot L_T. \quad (2.27)$$

L_A e L_W sono legate dalla relazione:

$$L_A = 0.5 L_W. \quad (2.28)$$

In base a questa relazione la costante C_3 può essere espressa in funzione di C_2 :

$$C_3 = \frac{C_2}{0.5}. \quad (2.29)$$

La scala del tempo di atomizzazione è assunta come una combinazione lineare della scala del tempo turbolento τ_t e della scala del tempo della crescita dell'onda τ_w :

$$\tau_A = \tau_{spn} + \tau_{exp} = C_1 \cdot \tau_T + C_4 \cdot \tau_w, \quad (2.30)$$

dove τ_T è la scala del tempo turbolento, τ_{spn} il tempo di crescita spontanea, e τ_w il tempo della crescita dell'onda dovuto al tempo di crescita esponenziale τ_{exp} .

L'equazione (2.30) esprime la restrizione fisica secondo la quale l'atomizzazione non può verificarsi nel vuoto o in caso di flusso laminare: in questi casi le scale della turbolenza e della crescita dell'onda vanno ad infinito.

La scala del tempo τ_w è derivata dalla teoria dell'instabilità di Kelvin-Helmholtz applicata ad una lamina liquida indefinita e non viscosa:

$$\tau_w = \frac{1}{\left[\frac{\rho_l \cdot \rho_g}{(\rho_l + \rho_g)^2} \left(\frac{u}{L_w} \right)^2 - \frac{\sigma_l}{(\rho_l + \rho_g) \cdot L_w^3} \right]^{0.5}}. \quad (2.31)$$

La costante C_4 del modello di Huh-Gosman è un fattore di correzione che tiene conto della viscosità del liquido.

Un semplice equilibrio di forze è usato per stimare l'energia cinetica turbolenta media e la sua dissipazione media all'uscita dell'ugello:

$$\begin{aligned} k_{avg} &= \frac{U^2}{8L/D} \left(\frac{1}{c_d^2} - K_c - (1 - \Sigma^2) \right) \\ \varepsilon_{avg} &= K_\varepsilon \frac{U^3}{2L} \left(\frac{1}{c_d^2} - K_c - (1 - \Sigma^2) \right) \end{aligned} \quad (2.32)$$

dove K_c e K_ε sono costanti che valgono rispettivamente 0.45 e 0.27 per le applicazioni usuali. La lunghezza turbolenta e la relativa scala temporale sono espresse come:

$$\begin{aligned} L_T &= c_\mu \frac{K_{avg}^{3/2}}{\varepsilon_{avg}} \\ \tau_T &= c_\mu \frac{K_{avg}}{\varepsilon_{avg}} \end{aligned} \quad (2.33)$$

La costante c_μ è uguale a 0.09.

A causa del break-up della gocciolina, il diametro della goccia iniziale è assunto decrescente rispetto al tempo secondo la legge che segue:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{L_A}{\tau_A}. \quad (2.34)$$

Per la conservazione di massa, il numero di gocce è regolato in modo che

$$N_0 r_0^3 = N r^3 \quad (2.35)$$

in cui N_0 è il numero di gocce iniziali di raggio r_0 .

2.3 Sviluppo di un sotto-modello di dinamica di spray di benzina

Lo sviluppo del modello in grado di simulare la dinamica spazio temporale di uno spray di benzina generato da un iniettore ad elevata pressione è stato effettuato sulla base di dati sperimentali raccolti in Istituto Motori. La taratura del modello di spray è stata effettuata usando una procedura automatica, che ha dimostrato una notevole efficacia al variare delle condizioni operative di ognuno dei quattro iniettori considerati.

2.3.1 Descrizione dell'apparato sperimentale

Sono stati caratterizzati sperimentalmente quattro diversi iniettori di nuova generazione in una camera di iniezione otticamente accessibile contenente azoto in condizioni controllate di pressione e temperatura. Alcuni dettagli dell'apparato sperimentale utilizzato sono di seguito descritti. Una pompa idropneumatica, attivata dalla pressione del gas, permette l'iniezione di combustibile in assenza di pompa rotativa. Il range della pressione in ingresso compreso tra 0.07 MPa e 0.7 MPa determina una pressione del combustibile in uscita variabile linearmente tra 2.5 e 25 MPa. Un serbatoio in pressione di volume d'aria 1 dm³ è posizionato tra l'uscita della pompa di iniezione e l'elettroiniettore, allo scopo di assorbire le oscillazioni di pressione dovute alla somministrazione del combustibile e al ricambio dell'aria compressa come mostrato in Figura 2.2.

L'iniettore GDI è alloggiato in un supporto a tenuta che collega la pompa ad un pozzetto che funge da camera di iniezione. Un trasduttore piezoresistivo di

pressione è collocato sul condotto che collega pompa e serbatoio per valutare la pressione di iniezione, mentre un trasduttore piezoquarzo permette di monitorare le oscillazioni di pressione nel pozzetto. L'iniezione è guidata da una centralina di controllo elettronico programmabile (*Programmable Electronic Control Unit PECU*), in grado di operare con strategie di multi-iniezione, con apertura dello spillo regolata attraverso la durata della corrente energizzante.

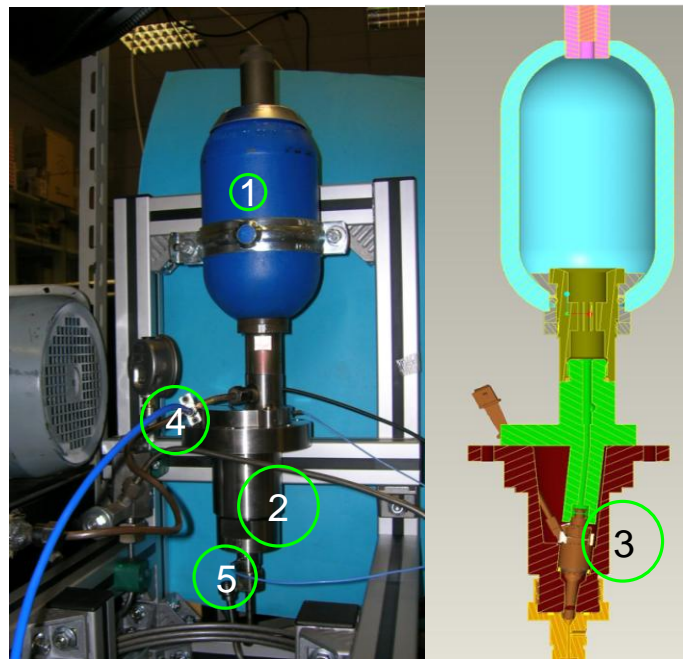


Figura 2.2 – Regolazione dell'iniezione: 1) serbatoio di combustibile; 2) boccola in cui è alloggiato l'iniettore; 3) iniettore; 4) trasduttore di pressione piezoresistivo; 5) trasduttore di pressione piezoquarzo.

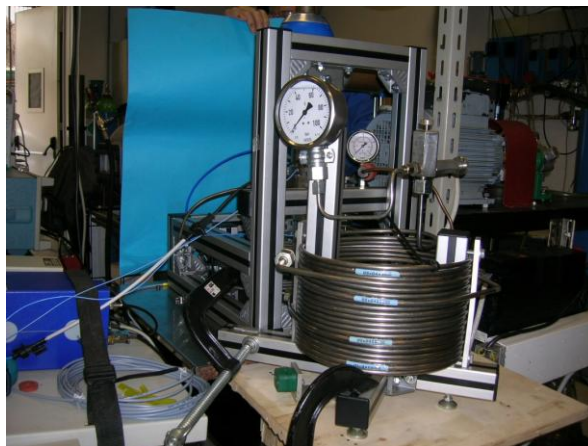


Figura 2.3 – Tubo di Bosch.

Le misure della portata massica per le strategie adottate sono state effettuate utilizzando un banco a flusso AVL, che lavora principalmente sul principio di Bosch, mostrato in Figura 2.3.

Le immagini dello spray, illuminate da potenti flash, sono raccolte a differenti istanti di tempo dall'inizio dell'iniezione (*start of injection – SOI*) mediante una fotocamera sincronizzata CCD, 1376x1040 pixel, con risoluzione di 12 bit e tempo allo scatto di 0.5 μ s. Uno schema dell'apparato per l'acquisizione dell'immagine è riportato in Figura 2.4.

Un supporto sferico a chiusura ermetica permette di inclinare l'iniettore in un range angolare di $\pm 15^\circ$ rispetto all'asse. Ciò consente di montare l'iniettore in modo che la direzione di uno dei getti sia perpendicolare all'asse ottico della CCD. Le immagini raccolte vengono elaborate off-line mediante un opportuno software capace di estrarre i parametri caratterizzanti la dinamica dello spray.

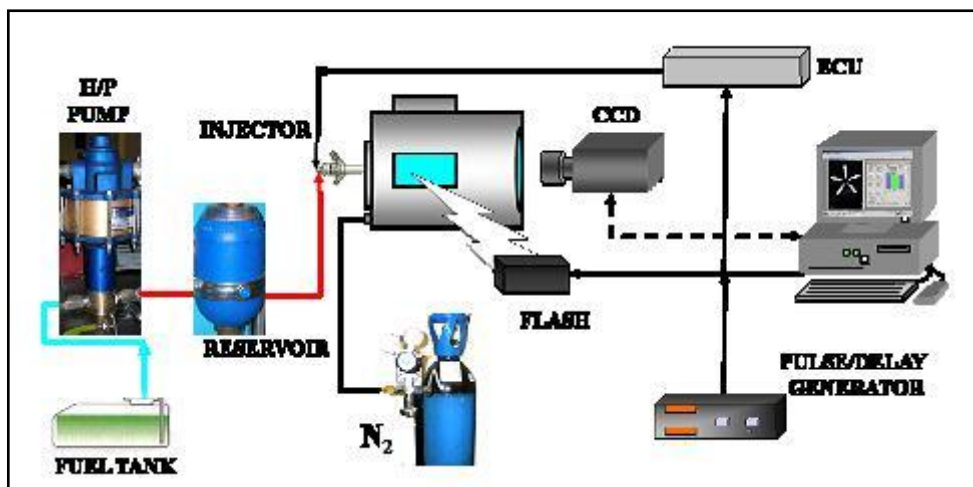


Figura 2.4 – Apparato sperimentale per l'acquisizione delle immagini.

Una serie di cinque immagini viene raccolta per ogni condizione di iniezione allo scopo di effettuare un'analisi statistica della dispersione ciclo per ciclo. Il processo di analisi delle immagini è eseguito in tempi differenti: acquisizione dell'immagine ed eliminazione dello sfondo, filtraggio, determinazione dei contorni dello spray di combustibile, determinazione della penetrazione massima e misura dell'angolo di cono. Procedure di eliminazione dello sfondo e

di filtraggio ad un valore medio sono adottate durante l'acquisizione dell'immagine per rimuovere il rumore e la luce dispersa, così da mantenere nitidi i contorni dello spray.

Gli iniettori scelti per l'analisi sperimentale presentano le caratteristiche riportate in Tabella 2.I:

Tipo di iniettore	n° di fori	Diametro dei fori (mm)	Portata statica a 10 MPa (g/s)
Iniettore #1 BOSCH HDEV 5.1	6	0.193	13.7
Iniettore #2 BOSCH HDEV 5.1	7	0.179	13.7
Iniettore #3 CONTINENTAL	6	0.190	13.1
Iniettore #4 Magnetit Marelli	6	0.140	9.0

Tabella 2.I – Caratteristiche geometriche e di portata per i quattro iniettori considerati.

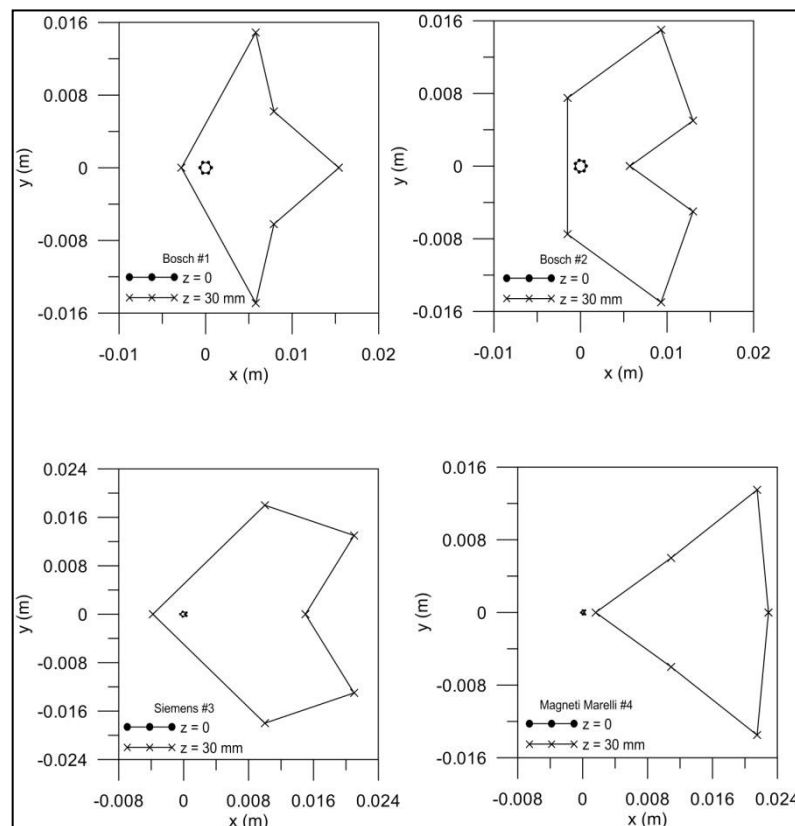


Figura 2.5 – Footprint a 30 mm di distanza dagli ugelli.

I due iniettori prodotti da Bosch (HDEV 5.1) presetano un numero differente di fori distribuiti regolarmente su una circonferenza; il terzo ed il quarto iniettore presentano cinque fori distribuiti su una circonferenza a formare un pentagono, ed il sesto in posizione centrale. L'inclinazione interna dei condotti fa sì che l'apertura dei getti non sia radiale. In Figura 2.5 viene mostrata l'impronta dei getti su un piano posto a 30 mm di distanza dal foro dell'ugello.

Diverse sono le strategie di iniezione che sono testate. Le durate degli impulsi elettrici hanno un range che va da 1 a 3.6 ms garantendo portate da 6.9 a 50 mg/str. La Tabella 2.II riporta i dati relativi a dieci strategie singole, la cui durata, in termini di impulso elettrico, varia nel range 1 ÷ 3.6 ms e le cui portate variano tra 6.9 e 50 mg/str.

p_{inj} (MPa)	3.0	5.0	6.0	10.0	10.0	10.0	15.0	15.0	20.0	23.0
t_{inj} (μ s)	1000	1000	1900	1000	1450	3600	1000	2900	2600	2500
Q_{inj} (mg/str)	10	6.9	20	9.6	20	50	11.5	50	50	50

Tabella III – Durata dell'impulso elettrico per la quantità di massa desiderata alla relativa pressione di iniezione.

Nella Figura 2.6 è riportata la corrente di energizzazione per gli iniettori #1, #2 e #3, per una durata di iniezione pari a 1.45 ms alla pressione di 10 MPa. La Figura 2.7 riporta invece la corrente di energizzazione per una durata di 1 ms alla pressione di 10 MPa per l'iniettore #4. Si può notare come per i primi tre iniettori si abbia uno stesso ritardo all'iniezione, mentre per l'iniettore #4, il tempo di risposta si riduce di circa il 40%.

I valori negativi di portata massica che si notano quando lo spillo dell'iniettore viene chiuso, ossia di Δp negativi del trasduttore di pressione piezoquarzo, sono dovuti agli effetti fluidodinamici che si originano nel pozzetto.

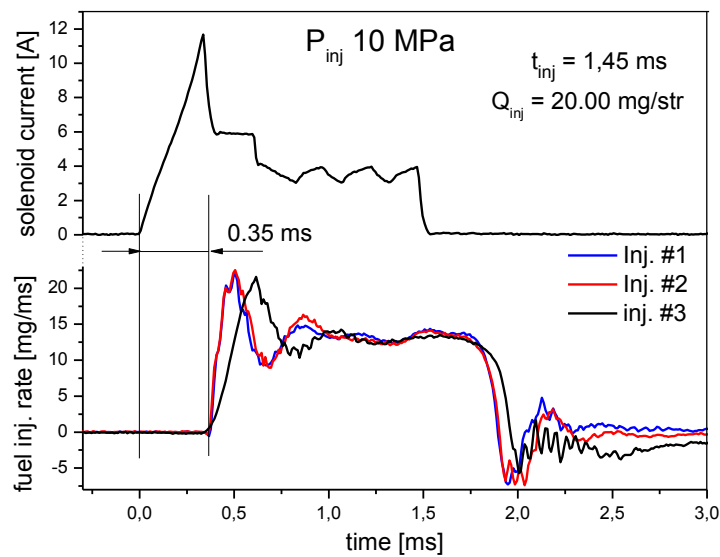


Figura 2.6 – Corrente di energizzazione (sopra) e massa iniettata (sotto) relativa agli iniettori #1, #2 (rispettivamente Bosch 6 e 7 fori) e #3 (Continental).

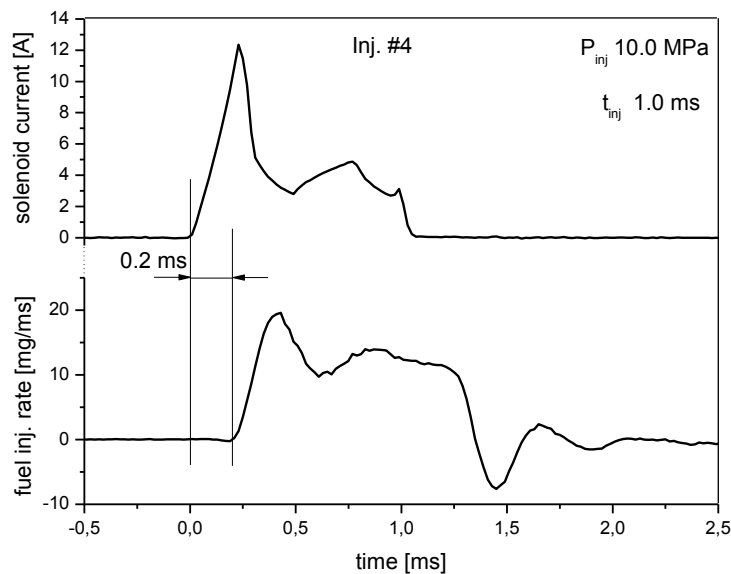


Figura 2.7 – Corrente di energizzazione (sopra) e massa iniettata (sotto) per iniettore#4.

Il comportamento degli iniettori è stato anche analizzato nel caso di iniezione doppia, valutando la stabilità e la ripetitività dell'evento iniezione. In particolare nella Figura 2.8 è mostrata una strategia di doppia iniezione ed il rispettivo segnale della corrente di energizzazione, riferito all'iniettore #1. Per questa condizione, pressione di iniezione di 6 MPa e massa iniettata di 20 mg,

la massa è divisa in maniera uguale tra le due iniezioni e ogni impulso ha la durata di 0.9 ms. La variazione del *dwel time* (intervallo temporale tra due eventi consecutivi) è studiata al fine di valutare la stabilità e la ripetitività degli eventi. Il valore minimo, al di sotto del quale il secondo evento di iniezione interferisce con il precedente, a causa dell'inerzia elettro-idraulica dei componenti mobili, è pari a 320 μ s. La Figura 2.8, di fatto si riferisce proprio alla condizione di minimo *dwel time* e dunque riporta due eventi iniezione praticamente indipendenti l'uno dall'altro.

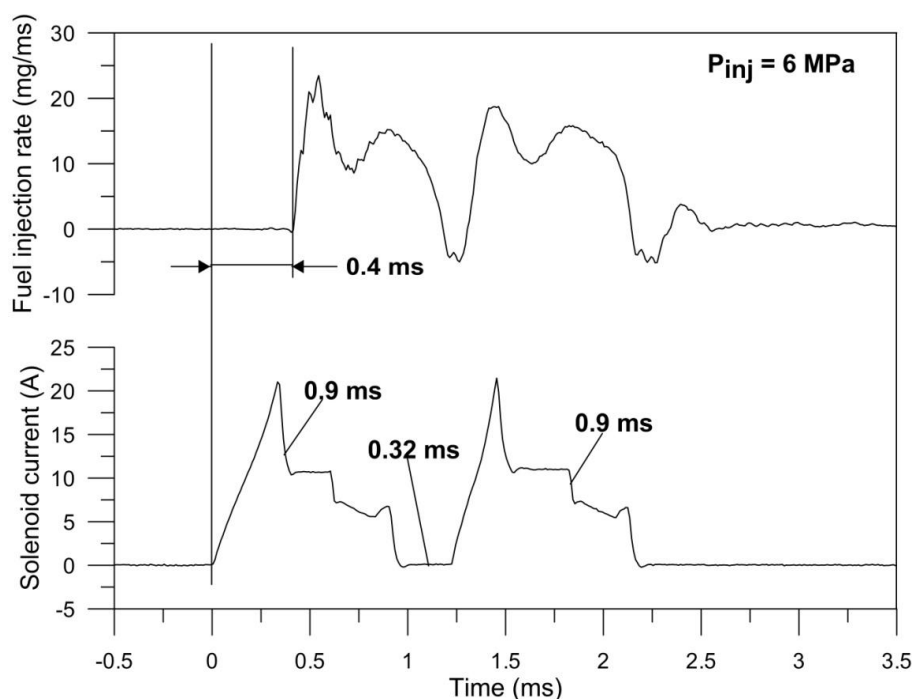


Figura 2.8 – Portata massica iniettata per una strategia doppia al minimo *dwel time* (sopra) con la corrispondente corrente di energizzazione (sotto), per iniettore #1 e $p_{inj} = 6$ MPa.

Sono state, anche, effettuate prove per diverso *dwel time* e diverse percentuali di massa totale di combustibile iniettato nei singoli eventi. In particolare, nella Figura 2.9, sono riportate quattro differenti strategie di iniezione con massa totale pari a 20 mg, riferite all'iniettore #2. La prima, partendo dall'alto, è riferita ad un'iniezione singola; la seconda mostra un'iniezione doppia nella quale la quantità di combustibile è ripartita in maniera uguale (50%-50%) tra i due eventi, il *dwel time* è di 1000 μ s. Le ultime due sono strategie con quantità di combustibile iniettato pari al 30% -

70% e 70%-30. Anche in questi casi il dwell time è di 1000 μ s. Strategie di questo tipo potrebbero essere usate, in un motore, per migliorare la formazione di miscela all'interno del cilindro o per migliorare le condizioni allo scarico per una efficace conversione catalitica.

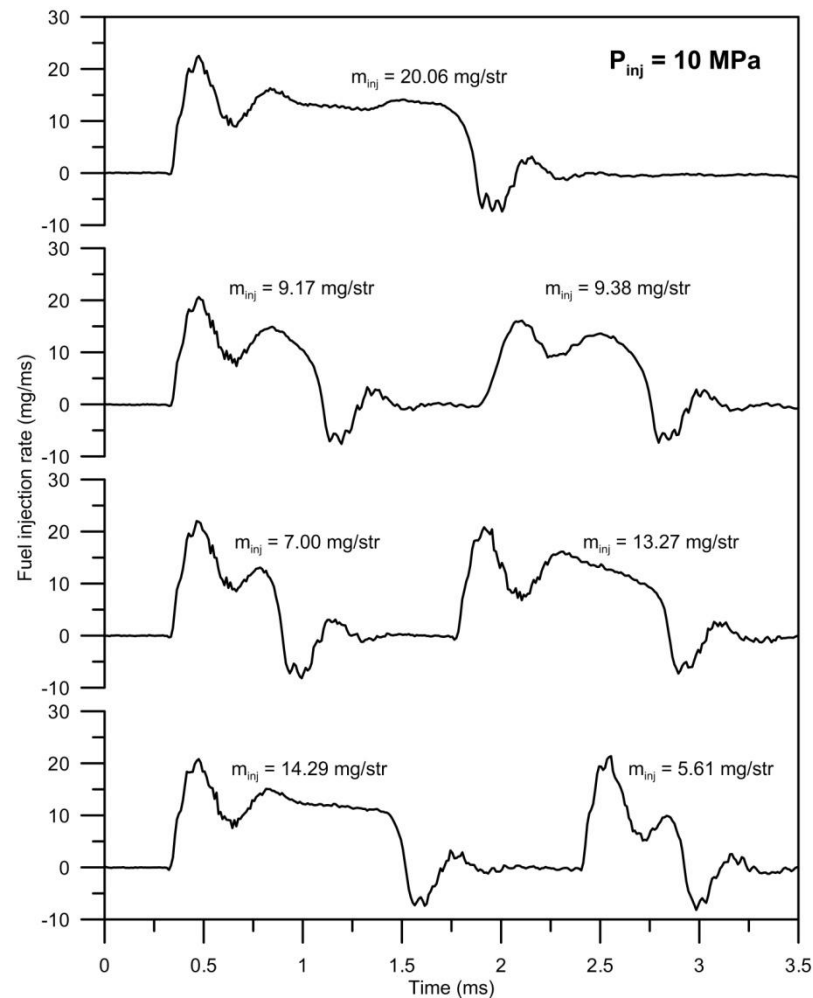


Figura 2.9 – Portata massica per iniezione singola e doppia splittata nelle percentuali 50%-50%, 30%-70% e 70%-30%.

2.3.2 Analisi a calcolo della dinamica dello spray in ambiente confinato

La simulazione numerica dell'iniezione di spray all'interno di un recipiente confinato, tale da riprodurre gli esperimenti condotti, è realizzata considerando come dominio computazionale un cilindro avente un diametro di 0.15 m e un'altezza di 0.18 m. Gli iniettori si intendono montati nella parte alta del

cilindro, con asse principale coincidente con quello del cilindro. Le condizioni al contorno sono stabilite come di parete per le superfici superiore e laterale del cilindro, mentre la superficie inferiore è ipotizzata aperta. Sono stati considerati, oltre al break-up, gli effetti gravitazionali e la dispersione turbolenta delle particelle.

Dati di input per la simulazione numerica della dinamica dello spray sono l'angolo di cono, la portata massica istantanea e la dimensione iniziale delle gocce, in corrispondenza del foro di uscita dell'iniettore. Angolo di cono e portata massica sono misure ottenute sperimentalmente. Il diametro iniziale delle particelle è assunto inizialmente costante, e calcolato in base all'equazione:

$$D_{th} = C_d \left(\frac{2\pi\tau_f}{\rho_g u_{rel}^2} \right) \lambda^* \quad (2.36)$$

ovvero in funzione della tensione superficiale della benzina, τ_f , della densità del gas circostante, ρ_g , e della velocità relativa tra benzina e aria, u_{rel} . C_d è una costante dell'ordine dell'unità (qui assunta uguale ad 1), ed il parametro λ^* deriva dall'analisi di stabilità idrodinamica ed indica la lunghezza d'onda adimensionale della perturbazione più instabile all'interfaccia liquido-gas.

Allo scopo di testare l'indipendenza dei risultati ottenuti mediante il sotto-modello dalle dimensioni della cella computazionale, si sono considerate tre diverse griglie, mostrate in Figura 2.10. Le caratteristiche geometriche sono riportate in Tabella 2.III. Una volta costruito il cilindro avente diametro pari a 0.055 m ed altezza di 0.14 m, si è agito sul numero di suddivisioni del quadrato centrale della griglia strutturata ottenuta mediante il file di pre-processing incluso nello stesso codice Fire. La lunghezza di penetrazione è stata usata come termine di paragone per testare i risultati ottenuti sulle differenti griglie. Nella Figura 2.11 sono mostrate le lunghezze di penetrazione per le tre differenti griglie, riferite all'iniettore #1, con pressione di iniezione 10 MPa e massa totale iniettata di 50 mg. Come si può notare, i risultati ottenuti per la griglia B costituiscono una buona soluzione di compromesso tra correttezza dei risultati e tempo di calcolo non eccessivamente elevato.

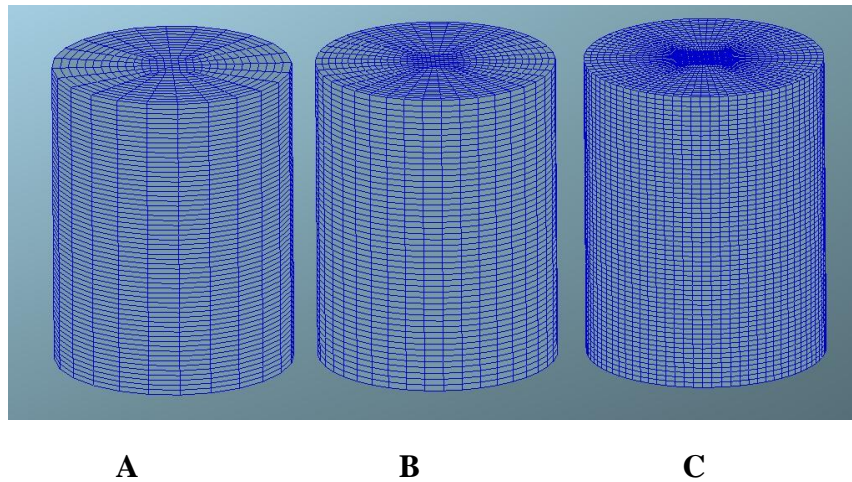


Figura 2.10 – Griglie di calcolo testate.

	Numero di nodi	Dimensione celle quadrato centrale	Numero di celle
GRID A	20557	3.33 x 3.33 mm ²	19440
GRID B	36771	2 x 2 mm ²	35000
GRID C	100101	1 x 1 mm ²	99000

Tabella IV – Dimensione delle griglie utilizzate.

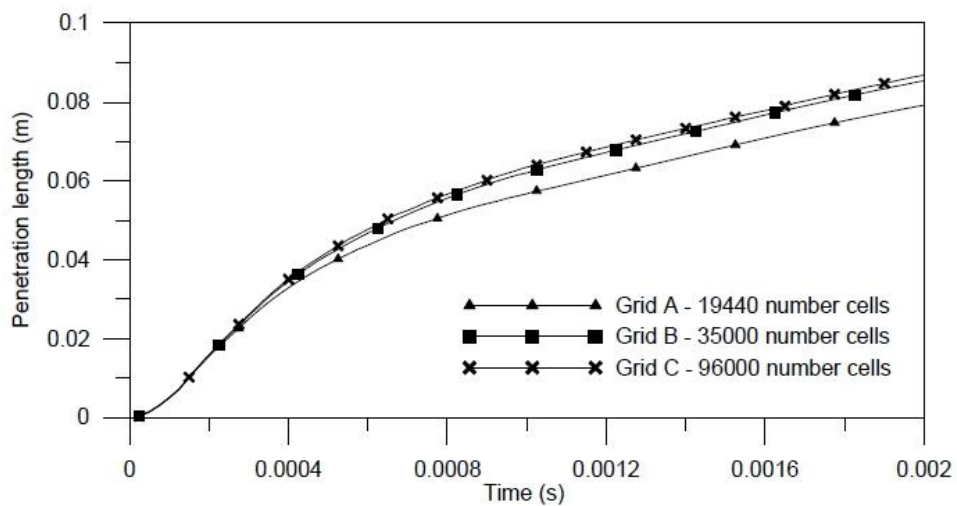


Figura 2.11 – Confronto delle lunghezze di penetrazione tra le diverse dimensioni di griglia per l'iniettore #1, $p_{inj} = 10$ MPa.

L'utilizzo di un diametro di goccioline iniziale costante, che diminuisce con l'aumentare della pressione, tuttavia non ha permesso di ottenere risultati

apprezzabili, nemmeno con una scelta della costante C_1 del modello di Huh-Gosman “forzata” rispetto ai suoi valori standard o generalmente utilizzati in letteratura. La Figura 2.12 riporta infatti il confronto tra le lunghezze di penetrazione misurate sperimentalmente e calcolate a tre diverse pressioni di iniezione per un valore di C_1 pari a 60. In tutti i casi si ha una sottostima della lunghezza di penetrazione che ha indotto a seguire un approccio di tipo differente, ovvero a considerare immesse nel dominio goccioline con diametro variabile secondo una distribuzione log-normale.

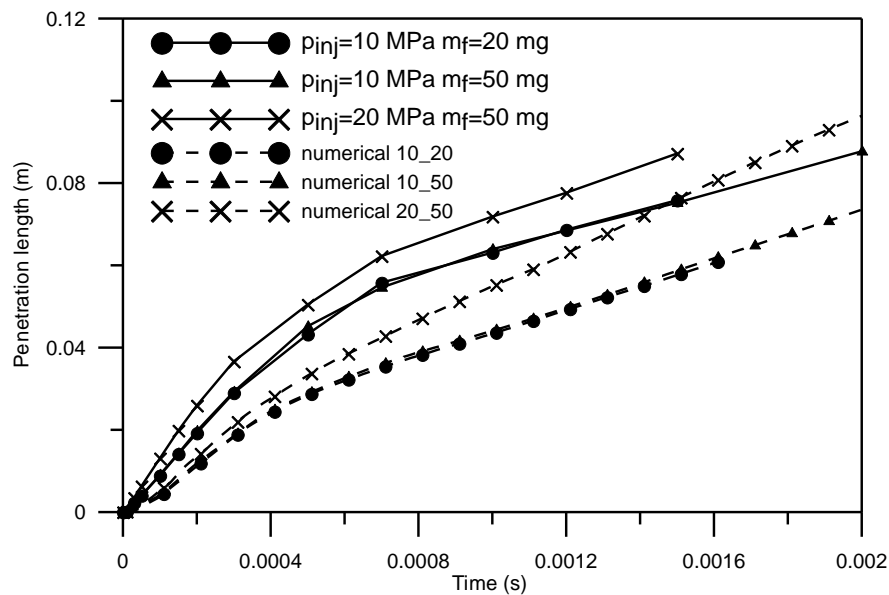


Figura 2.12 – Confronto tra le lunghezze di penetrazione numeriche e sperimentali con modello di Huh-Gosman e diametro iniziale delle gocce costante.

La distribuzione ha per valore atteso il diametro teorico calcolato secondo la (2.369 e varianza, σ , da determinare caso per caso, insieme alla costante di taratura del modello di break-up.

La definizione di una distribuzione probabilistica di dimensioni iniziali delle goccioline in uscita dall'iniettore corrisponde a specificare l'evento probabilità per ogni diametro di particella entrante. La velocità d'iniezione è valutata in modo tale da soddisfare l'equazione della continuità, sulla base delle misure di portata massica istantanea di benzina effettuate in laboratorio.

La taratura della costante C_1 del modello di Huh-Gosman, e della varianza della distribuzione, σ , è stata effettuata inizialmente mediante una procedura per tentativi, effettuata ad ogni data pressione di iniezione e per ognuno dei

quattro iniettori considerati. Successivamente si è formulata una procedura “automatica” di taratura basata sull’impiego dell’algoritmo SIMPLEX nell’ambito del software ModeFrontier. Si è cioè formulato un problema di ottimizzazione a singolo obiettivo per la ricerca delle variabili ottime C_1 e σ , il cui flow-chart è mostrato in Figura 2.13.

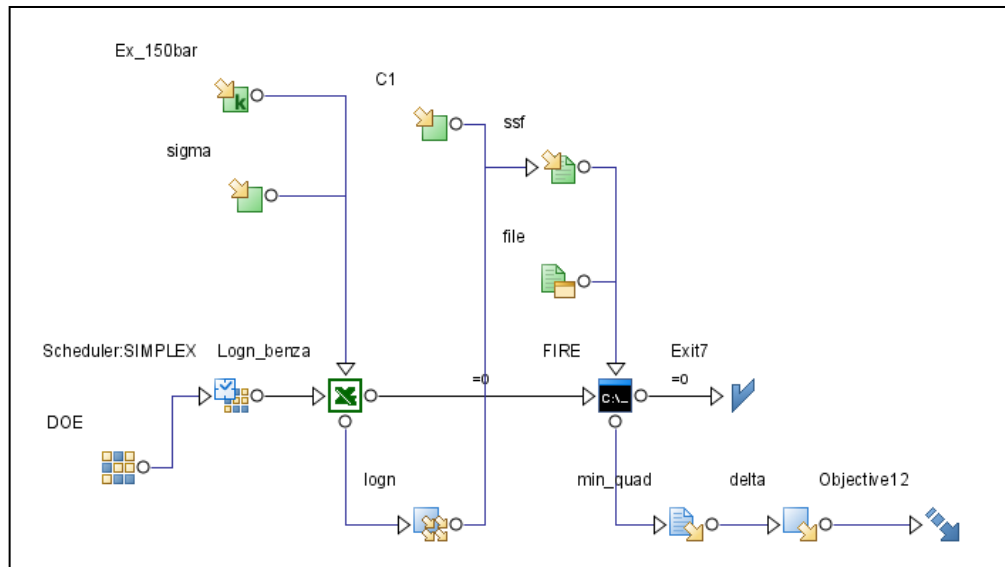


Figura 2.13 – Schema di ottimizzazione per la taratura delle costanti del modello di spray.

Ad ogni pressione di iniezione, viene costruita la distribuzione log-normale della dimensione iniziale delle goccioline (all’interno di un foglio di calcolo Excel) imponendo il valore di σ e ricavando il valore atteso attraverso l’equazione (2.36). Il profilo di distribuzione delle gocce viene trasferito al modello di spray nel codice AVL FireTM, nel quale viene inserito anche il valore della costante C_1 . Il modello realizza il calcolo dello spray nell’intervallo di tempo necessario per iniettare una determinata massa di benzina (in accordo con le misure sperimentali). Come output, il modello fornisce la lunghezza di penetrazione come media sul numero di getti che compongono lo spray. Tale lunghezza viene confrontata con il dato sperimentale. Lo scarto quadratico medio tra le due misure viene minimizzato mediante l’algoritmo SIMPLEX, che sarà descritto nel dettaglio nel Capitolo 4. La funzione obiettivo, è definita come:

$$Obj|_{C_1, \sigma} = \sum_{i=1}^n [l_{ex}(t_i) - l_{num}(t_i)]^2 \quad (2.37)$$

dove n rappresenta il numero di istanti temporali nel quale è suddiviso l'intervallo di iniezione, t_i è l' i -esimo istante di tempo, e i valori $l_{ex}(t_i)$ e $l_{num}(t_i)$ sono, rispettivamente, le lunghezze di penetrazione sperimentali e numeriche al tempo t_i . La lunghezza di penetrazione sperimentale, infatti, è valutata per mezzo di una *smoothing spline* passante per i punti di misura nel piano tempo-lunghezza, che non necessariamente coincidono con gli istanti di tempo computazionali.

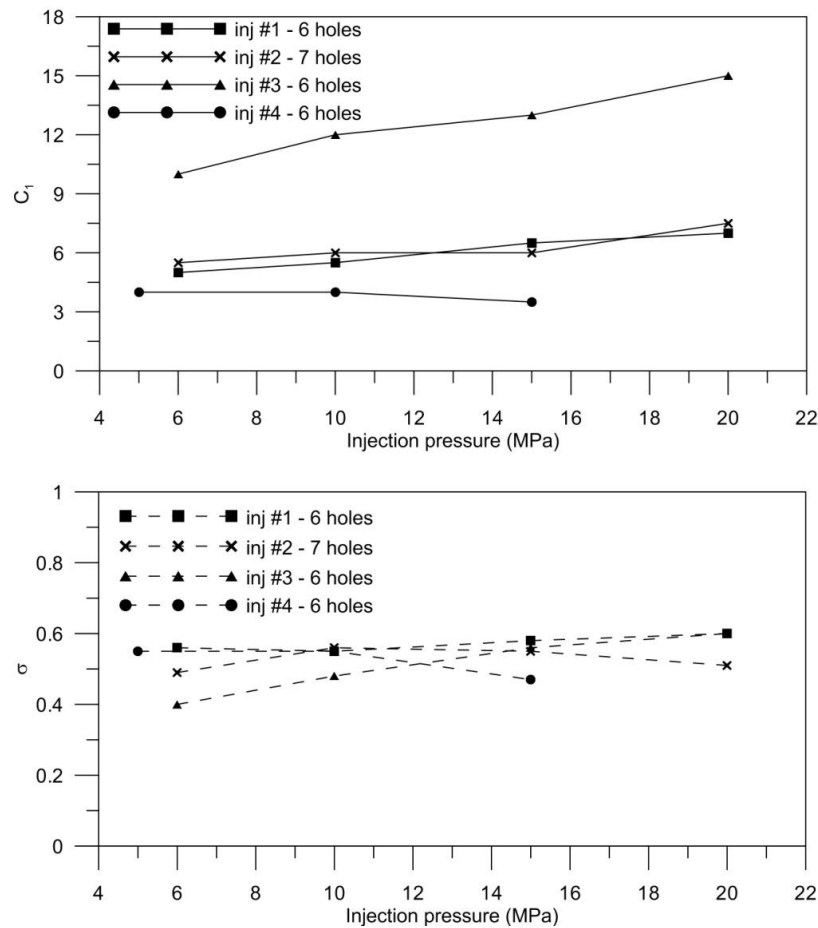


Figura 2.14 – Risultati del modello di taratura.

Nella Figura 2.14 sono riportati i risultati del processo di taratura per i quattro iniettori. I valori della costante C_1 , che minimizzano l'errore tra la lunghezza di penetrazione numerica e quella sperimentale, sono mostrati nella parte superiore della figura, e i valori della varianza σ in funzione della

pressione d'iniezione nella parte inferiore. Come si può notare, tra gli iniettori #1 e #2 (Bosch HDEV 5.1) c'è un'evidente similitudine. In entrambi i casi C_1 segue un andamento lineare leggermente crescente. I valori ottimali per l'iniettore #4 sono molto vicini a quelli dei primi due, con la differenza che in questo caso la costante C_1 ha un andamento costante per i primi due valori di pressione di iniezione (5 e 10 MPa) e leggermente decrescente per la pressione di iniezione di 15 MPa. Nel caso dell'iniettore numero #3, i valori di C_1 sono leggermente più alti rispetto a quelli ottimali per gli altri iniettori. Ciò è plausibilmente conseguenza delle differenze costruttive tra gli iniettori, e dunque del diverso modo in cui le perturbazioni interne influiscono sui getti. I valori di σ si raggruppano in un range di valori molto ristretto. Si ha un leggero incremento di questo parametro con la pressione di iniezione, fisicamente coerente con la riduzione del diametro iniziale delle gocce dovuto all'aumento della pressione di iniezione.

La bassa dispersione dei valori di ottimo ottenuti conferma la buona capacità di previsione del modello. L'utilizzo combinato del modello di break-up di Huh-Gosman e di un'opportuna definizione della legge log-normale per la dispersione delle goccioline permette di superare i problemi generalmente incontrati nella simulazione di spray generati da iniettori GDI di nuova generazione. La dipendenza del processo di break-up dalla pressione di iniezione è un problema complesso, poiché è ben noto, come detto in precedenza, che con l'aumento della pressione di iniezione si ha, da un lato, una migliore frammentazione del getto ed una riduzione di diametro delle gocce, dall'altro, un aumento della velocità di iniezione. I due effetti hanno conseguenze opposte sulla lunghezza di penetrazione, che dovrebbe essere ridotta dalla presenza di gocce più piccole, ma dovrebbe essere aumentata dall'incremento di velocità. Tra i due effetti, il secondo è dominante, ma può essere sovrastimato in fase di modellazione dello spray.

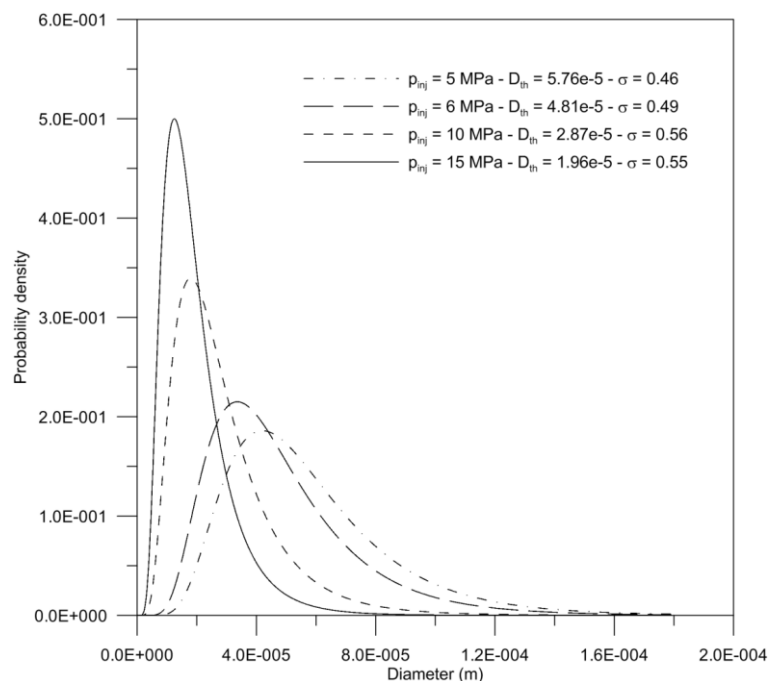


Figura 2.15 – Distribuzione iniziale delle gocce secondo la funzione densità di probabilità log-normale per l’iniettore #2 in funzione della pressione di iniezione

A titolo di esempio, in Figura 2.15, si riportano le distribuzioni utilizzate per le quattro pressioni di iniezione considerate per l’iniettore #2. Forma analoga si ottiene per gli altri tre iniettori considerati. All’aumentare della pressione di iniezione, il diametro teorico si sposta verso valori più bassi e complessivamente le goccioline hanno valori di diametri più piccoli rispetto ai casi caratterizzati da pressioni più elevate.

La capacità di previsione del modello è dimostrata nelle Figure 2.16-2.19, nelle quali sono riportati i confronti tra le lunghezze di penetrazione calcolate e sperimentali relative ai quattro iniettori. L’accordo è buono a tutte le pressioni considerate.

Nelle Figure 2.20 e 2.21 sono riportate le sequenze di immagini relative all’evoluzione dello spray in due differenti viste, come rilevato sperimentalmente e come calcolato per via numerica. La Figura 2.20 riportata la sequenza di immagini per l’iniettore #1 alla pressione di iniezione di 20 MPa ed una massa totale iniettata di 50 mg/str. La vista frontale degli spray mette in evidenza la propagazione del getto. La regolarità risulta distrutta per le immagini a 500 e 700 μ s: l’evidente interferenza tra i getti non consente di seguire oltre l’evoluzione del singolo getto.

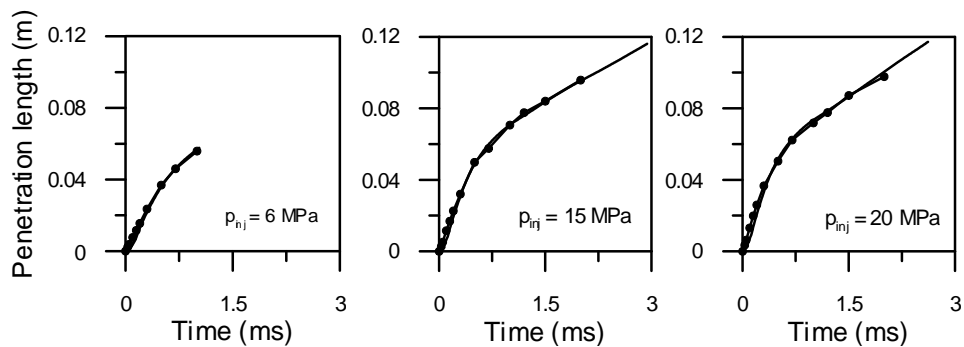


Figura 2.16 – Confronto tra i dati numerici (linea continua) e sperimentali (linea con simbolo) per l'iniettore #1.

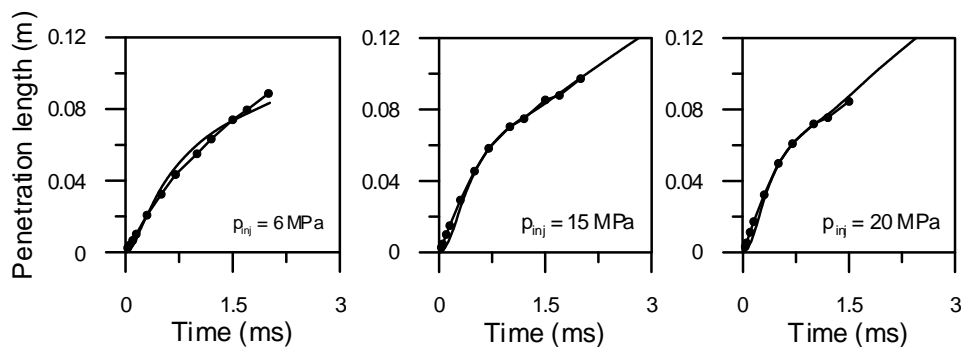


Figura 2.17 – Confronto tra i dati numerici (linea continua) e sperimentali (linea con simbolo) per l'iniettore #2.

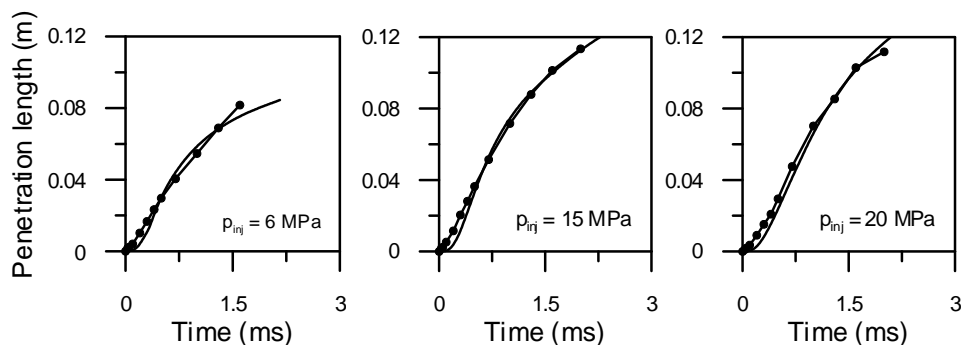


Figura 2.18 – Confronto tra i dati numerici (linea continua) e sperimentali (linea simbolo) per l'iniettore #3.

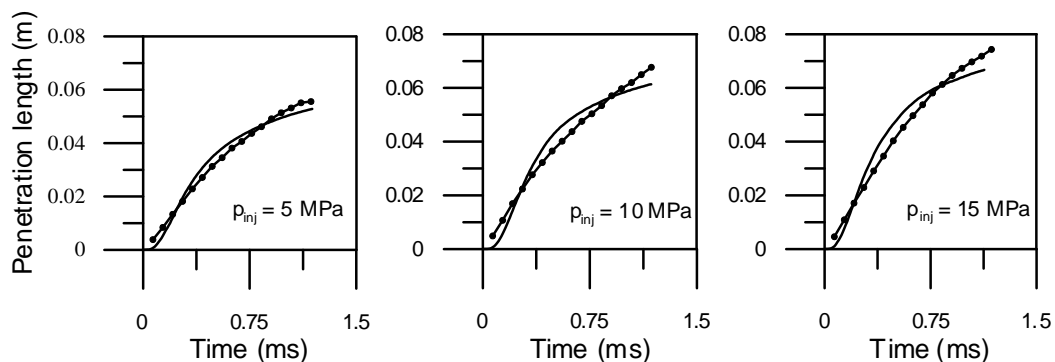


Figura 2.19 – Confronto tra i dati numerici (linea continua) e sperimentali (linea con simbolo) per l'iniettore #4.

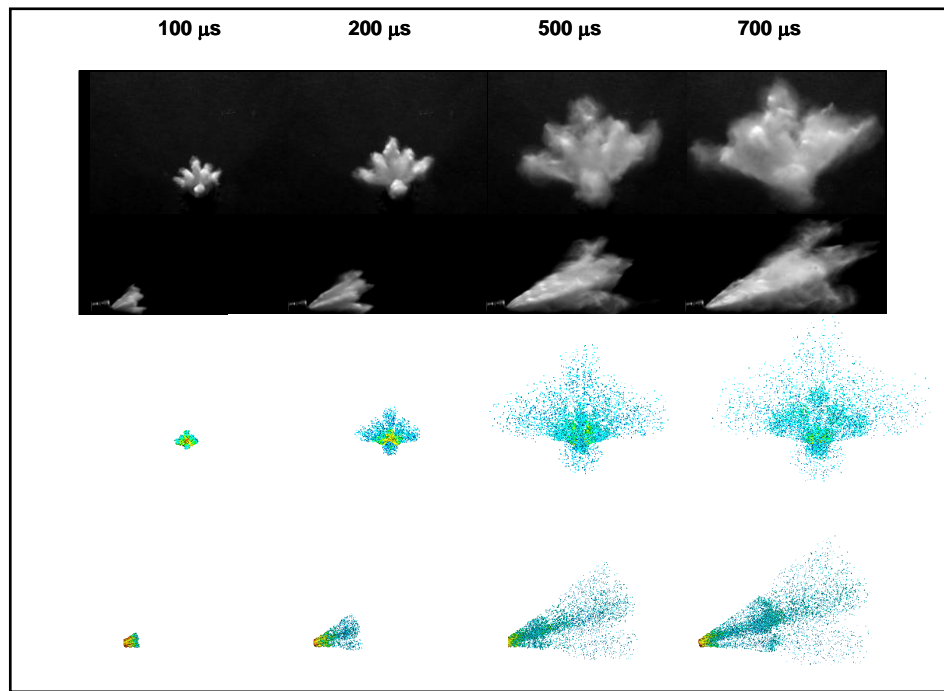


Figura 2.20 - Visualizzazione dello spray, sperimentale (sopra) e numerico (sotto),
 $p_{inj} = 20 \text{ MPa}$, $m_f = 50 \text{ mg/str}$, iniettore #1.

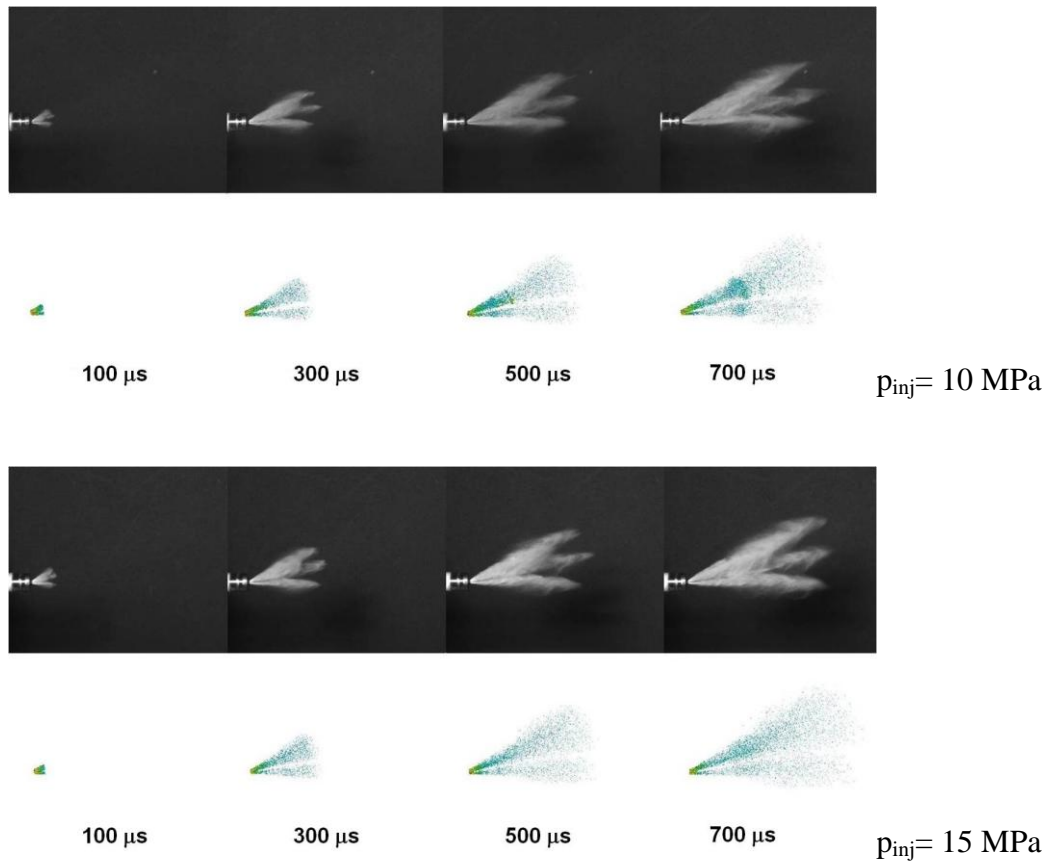


Figura 2.21 – Visualizzazione dello spray, sperimentale (sopra) e numerico (sotto),
 $p_{inj} = 10 \text{ MPa}$ e $p_{inj} = 15 \text{ MPa}$, iniettore #2

La Figura 2.21 mostra una sequenza di immagini della vista laterale per le pressioni di iniezione di 10 e 15 MPa relative all'iniettore #2. Si può notare come all'aumentare della pressione anche la lunghezza di penetrazione dei getti aumenti. Leggere differenze appaiono in prossimità della punta dello spray, che in quelle sperimentali è più nitida. Naturalmente, nella pratica, alla distanza dall'ugello dove le differenze sono apprezzabili va considerato anche l'effetto dell'evaporazione.

2.4 Modello di impatto dello spray a parete

Lo sviluppo del sotto-modello di dinamica dello spray precedentemente descritto è stato effettuato riproducendo gli esperimenti condotti iniettando benzina comune in un recipiente contenente azoto in condizioni di pressione e temperatura controllate. L'introduzione di tale sotto-modello nel modello 3D di simulazione del ciclo di funzionamento di un motore GDI presuppone che vengano considerati gli ulteriori fenomeni di evaporazione del combustibile e di interazione tra lo spray e le pareti della camera di combustione.

L'impatto dello spray sulle pareti provoca la formazione di un film liquido (*wallfilm*) ed una secondaria atomizzazione delle goccioline. Tale processo risulta fortemente influenzato dal valore della temperatura delle pareti e dalle condizioni di pressione, velocità e temperatura del gas circostante.

Nei motori ad iniezione diretta la fisica fondamentale dell'interazione spray-parete è piuttosto differente rispetto a quella dei motori ad iniezione indiretta. Il più elevato valore di pressione dei gas presenti nel cilindro e le velocità di iniezione più elevate influenzano in misura maggiore l'atomizzazione secondaria ed il fenomeno della riflessione dello spray. Inoltre, mentre nei motori con iniezione nel condotto di aspirazione lo spessore del *wallfilm* è relativamente basso (meno di 500 μm), rispetto al diametro dei condotti di aspirazione, nei motori ad iniezione diretta esso assume dimensioni non trascurabili, soprattutto nei casi in cui la formazione della miscela è realizzata secondo una modalità *wall guided*. Nell'ambito del codice Fire, l'impatto a parete è descritto tenendo conto dell'interazione tra le gocce, dell'interazione tra gocce e parete, del trasferimento di calore tra film, parete e fase gassosa e

dell'evaporazione sia del combustibile che costituisce sia le gocce che il *wallfilm*. Le ipotesi fondamentali del sotto-modello di simulazione dell'impatto dello spray a parete sono le seguenti:

- il gas ed il *wallfilm* sono trattati come fasi differenti;
- lo spessore del film è molto piccolo rispetto ad una dimensione caratteristica del volume interessato dal flusso di gas;
- la superficie ondeggiante del film non è simulata in dettaglio, ma è modellata da uno spessore medio del film sul quale si sovrappone una rugosità relativa;
- la superficie media del film è considerata parallela alla parete del cilindro;
- l'attrito e lo sforzo di taglio sulla parete dominano la dinamica del film, a causa del suo spessore sottile e della sua bassa velocità;
- la temperatura di parete è sotto il punto di Leidenfrost.

Se lo spessore del film diventa elevato, si possono ottenere risultati errati, anche perché film spessi più facilmente violano l'ipotesi di essere paralleli alle pareti.

I sotto-modelli di Mundo-Sommerfel e di Kuhnke schematizzano i diversi regimi di impatto a parete e ne simulano la fisica, come di seguito descritto.

2.4.1 Modello Mundo-Sommerfeld

Il modello è basato su indagini empiriche condotte con un'ampia varietà di condizioni iniziali, per le quali si sono generati spray caratterizzati da diametri delle gocce variabili nell'intervallo $60 \div 150 \mu\text{m}$, velocità di impatto comprese tra $12 \text{ e } 18 \text{ m/s}$ e angoli di impatto di $4 \div 65^\circ$ sia su pareti lisce che su pareti ruvide. Sono state prese in considerazione la quantità di moto delle gocce e le proprietà di viscosità e tensione superficiale, introducendo i numeri adimensionali di Reynolds e Ohnesorge, definiti come segue:

$$\text{Re}_D = \frac{\rho d_0 u_{\perp 0}}{\mu} \quad (2.38)$$

$$\text{Oh} = \frac{\mu}{\sqrt{\rho \sigma d_0}} \quad (2.39)$$

nelle quali ρ è la densità, d_0 è il diametro della goccia, $u_{\perp 0}$ è la componente normale della velocità della goccia, μ è la viscosità dinamica e σ è la tensione superficiale. La componente normale alla parete della velocità iniziale delle gocce $u_{\perp 0}$ tiene conto dell'effetto dovuto all'angolo di impatto. Il numero di Reynolds ed il numero di Ohnesorge permettono di derivare il parametro K :

$$K = Oh Re_D^{1.25} \quad (2.40)$$

ovvero una quantità caratteristica che serve per distinguere i differenti regimi di impatto. Il criterio che definisce l'inizio del cosiddetto regime di *splashing* è dato a $K = 57.7$. Di conseguenza, per $K < 57.7$ le gocce si depositano completamente sulla parete senza che ci sia break-up o rimbalzo. L'energia cinetica delle gocce viene dissipata indipendentemente dalla rugosità della parete.

Nel regime di *splashing* ($K > 57.7$), lo studio dell'impatto è più complesso. Con l'incremento della quantità di moto delle gocce, una frazione di massa maggiore è atomizzata e riflessa. Durante questa fase, le gocce vanno parzialmente in frantumi per produrre un diverso spettro di dimensione. In altre parole, l'incremento di K determina la formazione di gocce più piccole e dunque una minore lunghezza di banda di distribuzione dimensionale.

Per evitare diametri eccessivamente ridotti, che potrebbero comportare un aumento della velocità di evaporazione, il rapporto di riduzione del diametro viene limitato inferiormente.

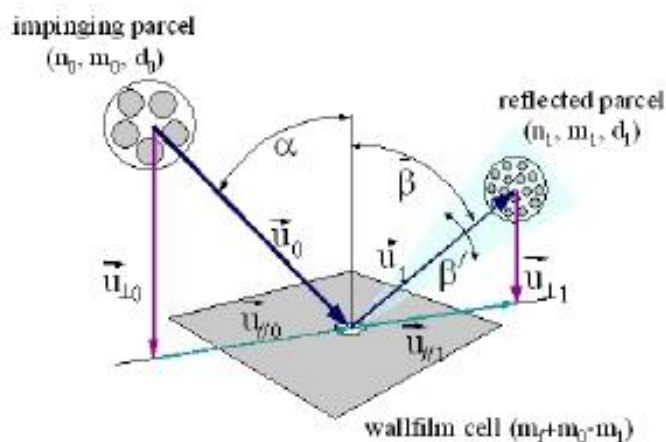


Figura 2.22 – Interazione parete-gocce.

La Figura 2.22 schematizza il fenomeno dell'impatto e la formazione di goccioline conseguente l'urto. Parametri iniziali sono il diametro delle gocce d_0 , la massa m_0 e la velocità u_0 , oltre all'angolo di impatto α . Da queste quantità si calcolano le proprietà delle gocce riflesse.

L'angolo di riflessione β è assunto pari a:

$$\beta = \bar{\beta} + (R - 0.5)\gamma \quad 0^\circ < \beta \leq 90^\circ \quad (2.41)$$

con:

$$\bar{\beta} = 61.88 + 0.326 \alpha \quad \text{per pareti lisce} \quad (2.42)$$

$$\bar{\beta} = 60.82 + 0.224 \alpha \quad \text{per pareti ruvide} \quad (2.43)$$

Poiché con angoli più piccoli di impatto α , la variazione stocastica dell'angolo di riflessione β aumenta, si aggiunge un angolo di scostamento:

$$\gamma = 17.6 - 0.18 \alpha \quad (2.44)$$

Correlazioni aggiuntive sono applicate per piccoli angoli di impatto ($< 15^\circ$), le quali modificano anche la direzione tangenziale delle gocce riflesse.

La frazione di massa riflessa è calcolata come:

$$\begin{aligned} m_1/m_0 &= 3.9869 \cdot 10^{-21} K^{9.2133} && \text{per pareti lisce} \\ m_1/m_0 &= 8.0350 \cdot 10^{-11} K^{4.1718} && \text{per pareti ruvide} \\ m_1/m_0 &\leq 1.0 \end{aligned}$$

La frazione di massa $m_0 - m_1$ è aggiunta al film di liquido sulla parete. Inoltre, sono applicate correlazioni per la dimensione delle gocce riflesse e per la componente tangenziale della velocità.

$$\frac{d_1}{d_0} = 0.88 - 0.013 K^{0.8} \quad \text{per pareti lisce} \quad (2.45)$$

$$\frac{v_{t1}}{v_{t0}} = 1.068 \quad \frac{v_{n1}}{v_{tn}} = 0.208$$

$$\frac{d_1}{d_0} = 0.43 - 0.003K^{0.9} \quad \text{per pareti ruvide} \quad (2.46)$$

$$\frac{v_{t1}}{v_{t0}} = 0.965 \quad \frac{v_{n1}}{v_m} = 0.407$$

2.4.2 Modello Kuhnke

Il modello di impatto di spray a parete sviluppato da Kuhnke [Kuhnke, 2004] considera l'effetto della temperatura di parete, pertanto esso è particolarmente adatto ad un utilizzo nell'ambito di simulazioni di processi di iniezione diretta di combustibile in camera di combustione.

Si introducono la temperatura adimensionale:

$$T^* = \frac{T_w}{T_s}, \quad (2.47)$$

dove T_w è la temperatura di parete e T_s è la temperatura superficiale della goccia che impatta, ed il parametro K :

$$K = \frac{(\rho_d d_d)^{3/4} u_{d,\perp}^{5/4}}{\sigma_d^{1/2} \mu_d^{1/4}} \quad (2.48)$$

in cui ρ_d è la densità della goccia, d_d è il diametro, $u_{d,\perp}$ è la componente normale della sua velocità, σ_d è la tensione superficiale e μ_d è la viscosità dinamica. Il modello distingue quattro regimi di impatto: *deposition*, *splash*, *rebound* e *thermal break-up*, come rappresentato in Figura 2.23.

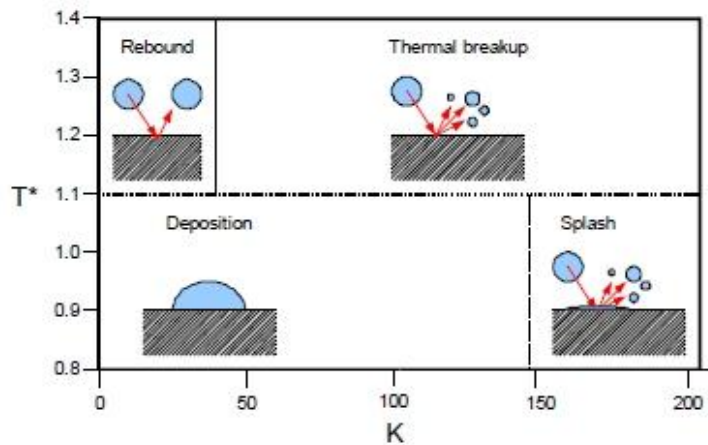


Figura 2.23 – Regimi di impatto a parete delle gocce secondo il modello di Kuhnke.

- ✓ **Deposition:** se la temperatura della parete T^* è minore di 1.1 e la velocità delle gocce è bassa, le gocce si depositano completamente sulla parete creando un wallfilm.
- ✓ **Splash:** se la temperatura della parete T^* è minore di 1.1 e la velocità delle gocce è elevata, le particelle si atomizzano e si formano delle gocce più piccole dopo l'impatto. Una frazione di massa è trasferita al wallfilm.
- ✓ **Rebound:** ad alte temperature di parete ($T^* > 1.1$) e bassa velocità di impatto, si forma uno strato di vapore tra la goccia e la parete. Questo strato impedisce il diretto contatto tra la goccia e la parete, generando una riflessione della goccia, senza la formazione di un film di combustibile in corrispondenza della parete.
- ✓ **Thermal breakup:** ad alte temperature della parete ($T^* > 1.1$) e ad alte velocità di impatto, le gocce si disintegrano in gocce secondarie. Anche in questo caso non si forma film di combustibile a parete.

La massa di gocce che vengono riflesse dalla parete, rapportata alla massa iniziale è espressa come:

$$\frac{m_1}{m_0} = \min \left[1, \frac{T^* - 0.8}{1.1 - 0.8} (1 - B + B) \right] \quad B = 0.2 + 0.6 \text{ rnd}(0..1) \quad (2.49)$$

Poiché la formazione di film è fortemente dipendente dalla temperatura della parete, occorre valutare il trasferimento di calore tra la goccia e la parete. Il trasferimento di calore è trattato seguendo il modello proposto da Wruck [Wruck, 1998].

Secondo questo modello, per determinare il trasferimento di calore tra la goccia che impatta e la parete, si fa l'ipotesi di parete e liquido semi-infinito. Con questa assunzione, è possibile calcolare lo scambio termico come segue:

$$Q_{w-d} = A_{cont} \frac{2\sqrt{t_{dc}}}{\sqrt{\pi}} \frac{b_w b_d}{b_w + b_d} (T_w - T_d) \quad (2.50)$$

la quale dipende dall'area di contatto A_{cont} , dal tempo di contatto t_{dc} , dalla diffusività termica $b = \sqrt{\lambda \rho c_p}$ sia per la parete che per la goccia e, infine, dalla differenza di temperatura tra goccia e parete.

Il tempo di contatto è calcolato in base al valore che assume il parametro K, ossia:

$$K < 40 \quad t_{dc} = \frac{\pi}{4} \sqrt{\left(\frac{\rho_d D_d^3}{\sigma_d} \right)} \quad (2.51)$$

$$K > 40 \quad t_{dc} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{\rho D^5}{\sigma u^2} \right]_d^{0.25} \quad (2.52)$$

Nel presente lavoro si è preferito l'utilizzo del modello di Kuhnke, che meglio riproduce l'impatto di uno spray su una parete calda. La validazione del sotto-modello è stata effettuata riproducendo per via numerica un esperimento condotto presso il laboratorio spray dell'Istituto Motori, nel quale il getto uscente dall'iniettore Bosch precedentemente indicato come iniettore #2 è stato diretto verso una parete posta ortogonalmente all'asse dell'iniettore stesso, ad una distanza pari a 20 mm. La pressione di iniezione è pari a 5.5 MPa, mentre la parete è mantenuta in una prima prova alla temperatura di 300 K, in una seconda prova a 473 K.

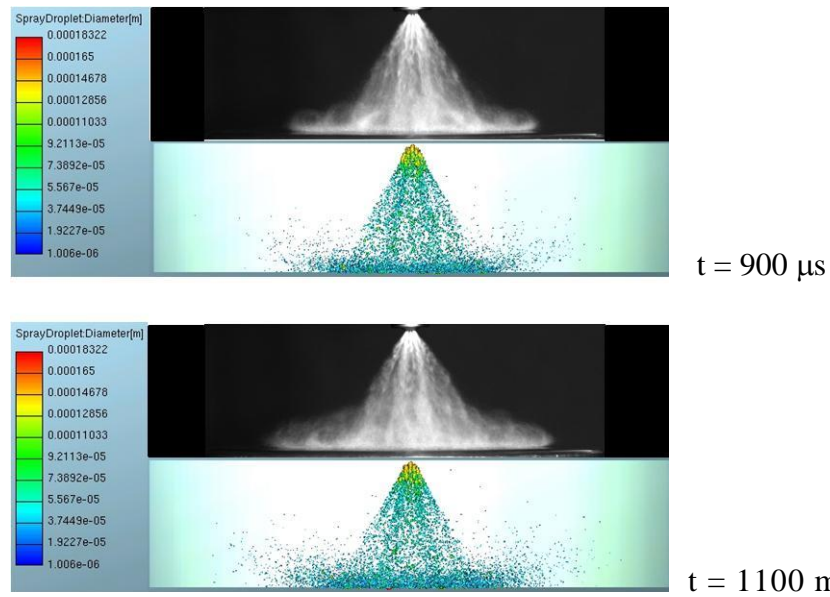


Figura 2.24 – Confronto tra immagini di impatto a parete dello spray sperimentali (sopra) e numeriche (sotto) per una pressione di iniezione 5.5 MPa e $T_{\text{wall}} = 300 \text{ K}$.

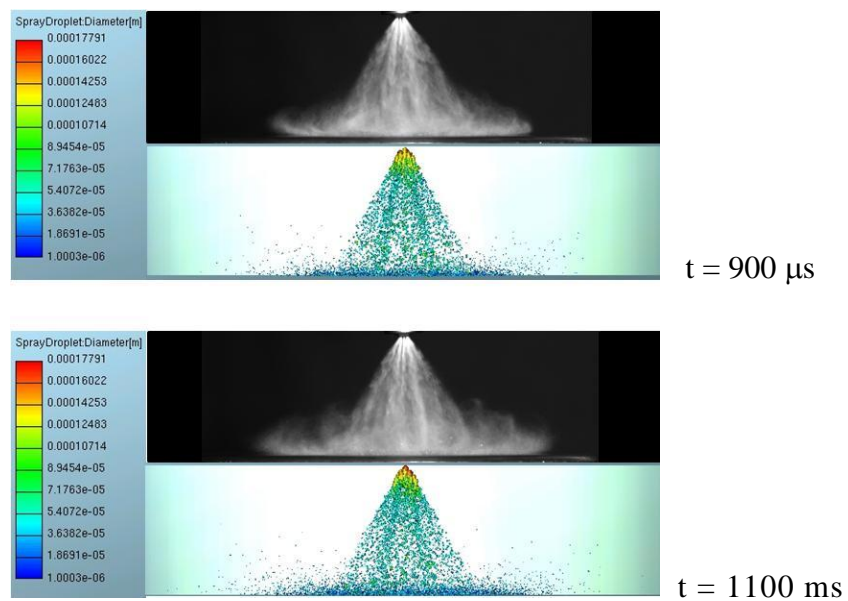


Figura 2.25 – Confronto tra immagini di impatto a parete dello spray sperimentali (sopra) e numeriche (sotto) per una pressione di iniezione 5.5 MPa e $T_{\text{wall}} = 473$.

Il confronto tra i risultati del calcolo, scalati in maniera opportuna, e le misure sperimentali è effettuato nelle Figure 2.24 e 2.25, che riportano la visualizzazione dell'impatto a parete in due successivi istanti di tempo dall'inizio dell'iniezione. L'accordo è da ritenersi soddisfacente. A temperatura di parete più elevata, la maggiore frammentazione delle gocce è ben riprodotta per via numerica.

Capitolo 3

Simulazione 3D del motore Alfa 1750

Nel presente capitolo viene discussa la procedura di simulazione del ciclo completo di funzionamento di un motore Alfa Romeo 1750cc ad iniezione diretta di benzina sovralimentato, quattro tempi, quattro valvole per cilindro. Il motore, in una configurazione con accesso ottico in uno dei quattro cilindri, è presente in una delle sale prova dell'Istituto Motori. Il modello 3D sviluppato in ambiente AVL FIRETM è validato sulla base di alcune misure sperimentali raccolte al banco prova sia in condizioni di carica stechiometrica che in condizioni di carica povera.

3.1 Disegno della griglia di calcolo per la camera di combustione

La discretizzazione del dominio computazionale, costituito dal cilindro e dai condotti di aspirazione e scarico, è stata effettuata utilizzando il software AVL FIRETM. L'approccio seguito è consistito nella costruzione di una griglia multiblocco, tale da permettere agevoli modifiche in caso di variazioni dei profili di alzata valvola. Il motore considerato, infatti, presenta un sistema di controllo delle alzate valvole a fasatura variabile.

Una griglia multiblocco può essere definita come una suddivisione del dominio di calcolo in più parti, in ognuna delle quali si effettua una generazione di una griglia strutturata o non strutturata.

Le griglie multiblocco costituiscono una buona soluzione di compromesso tra le griglie non strutturate e le griglie strutturate: presentano i vantaggi delle griglie strutturate, che assicurano una buona accuratezza degli schemi numerici e dei risultati ottenuti, mentre la possibilità di disporre di blocchi con griglia non strutturata permette il trattamento di problemi a geometria complessa.

Si è, quindi, suddiviso il dominio computazionale, mostrato nelle Figure 3.1 e 3.2, in diversi sottodomini. Data la simmetria rispetto al piano passante per l'asse della candela, si è considerato solo metà del volume totale. Il dominio è stato suddiviso in camera di combustione, condotti di aspirazione, condotto di scarico, zona circostante la valvola di aspirazione, zona circostante la valvola di scarico e zona circostante la candela. Nei sottodomini considerati, la griglia è stata generata o mediante il modulo di pre-processing incluso nell'AVL

FIRETM, denominato Fame Advanced Hybrid, o per via “manuale”, in modo da generare unicamente celle esaedriche. I diversi sottodomini sono stati successivamente assemblati tramite il modulo Fame Assembly presente nel codice AVL FIRETM.

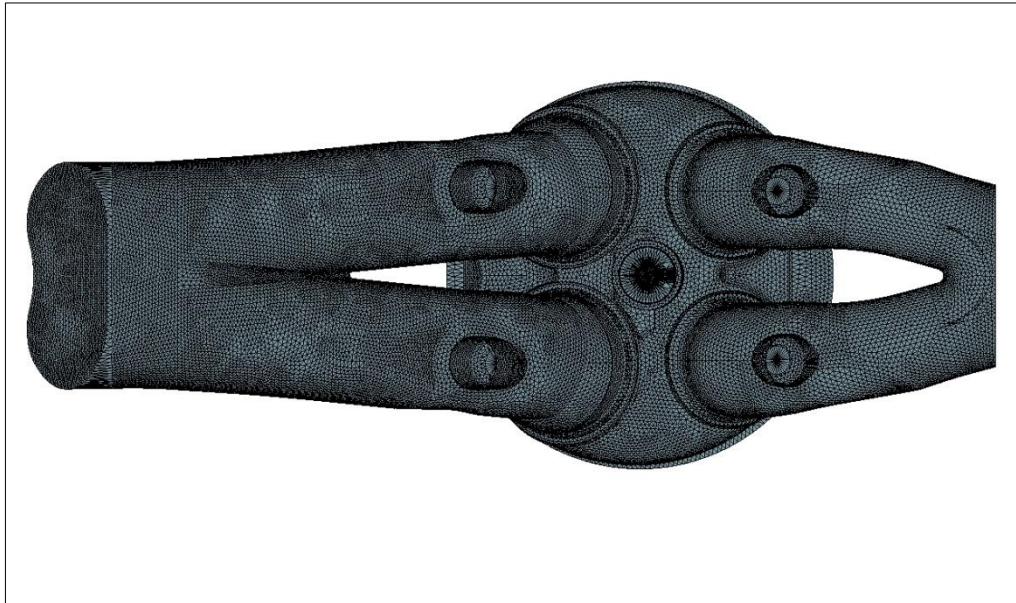


Figura 3.1 – Vista dall’alto del dominio computazionale.

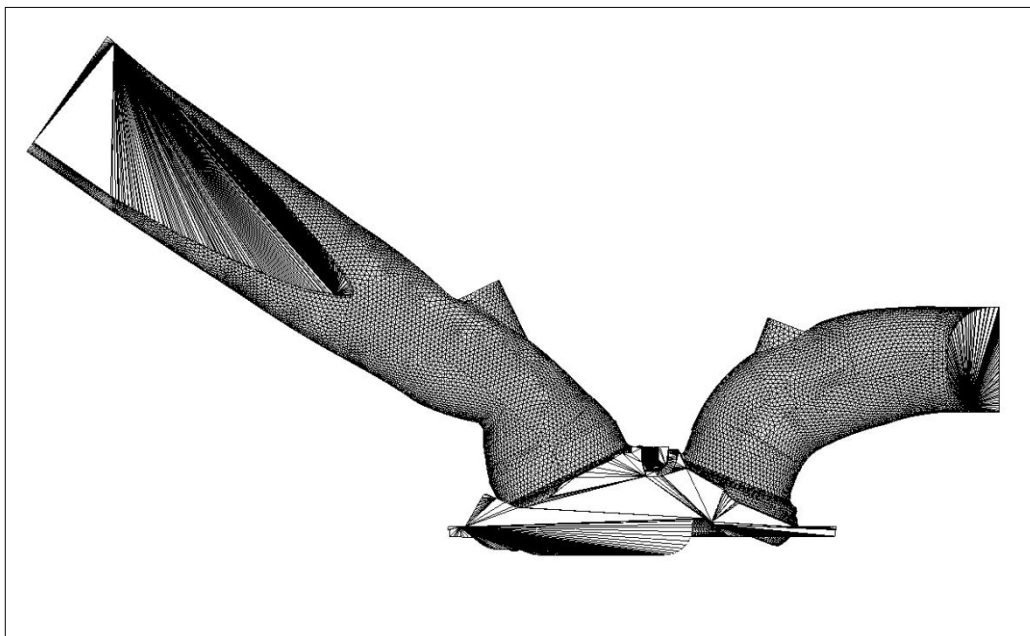


Figura 3.2 – Vista laterale della superficie considerata per il calcolo.

Le zone circostanti la valvola di aspirazione e quella di scarico, come mostrato in Figura 3.3, sono state generate creando delle mesh strutturate bidimensionali, ruotate intorno agli assi delle rispettive valvole.

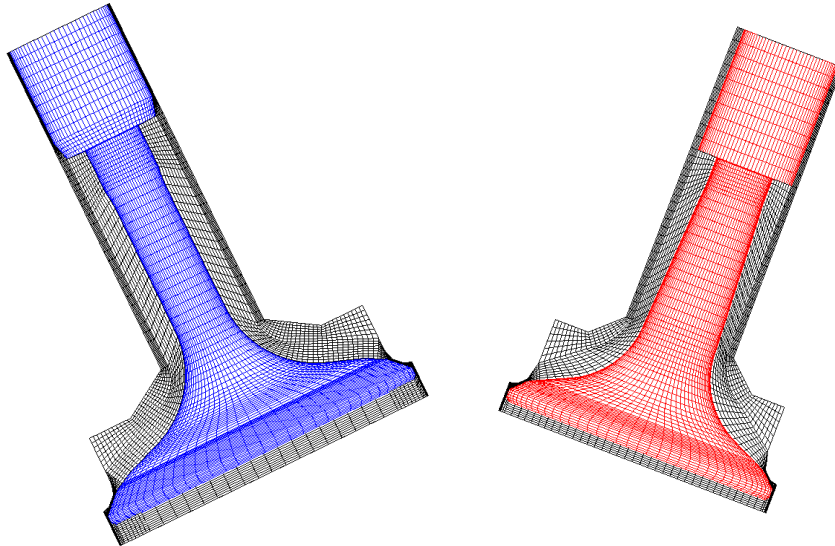


Figura 3.3 – Discretizzazione della zona circostante le valvole di aspirazione (sinistra) e di scarico (destra).

Per i condotti di aspirazione e scarico, si è generata una griglia contenente il maggior numero di celle esaedriche possibile, come mostrato nelle figure 3.4 e 3.5. Con lo stesso criterio è stata generata anche la griglia nella zona circostante la candela, mostrata in Figura 3.6.

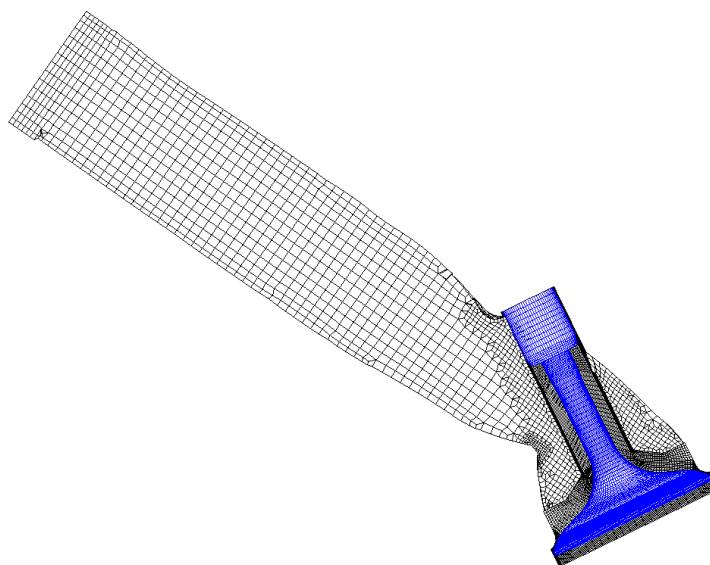


Figura 3.4 – Discretizzazione del condotto di aspirazione accoppiato alla zona circostante la valvola.

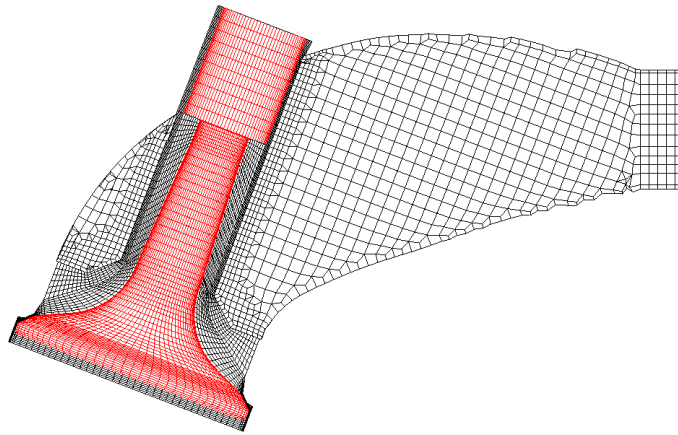


Figura 3.5 – Discretizzazione del condotto di aspirazione accoppiato alla zona circostante la valvola.

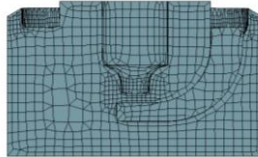


Figura 3.6 – Discretizzazione della zona circostante la candela.

La camera di combustione è stata modellata utilizzando il Fame Advanced Hybrid, un modulo particolarmente adatto alla costruzione di griglie su geometrie di interesse motoristico, che permette all'utilizzatore di influire in maniera più o meno consistente sulla adattività della discretizzazione, ovvero sulla possibilità di realizzare addensamenti locali di nodi laddove sono presenti particolari conformazioni geometriche della superficie esterna o dove si attendono forti gradienti delle variabili termo-fluidodinamiche. Ciò è reso possibile mediante la scelta di opportune *selections* sulle superfici che delimitano il contorno del dominio in esame, ovvero di zone in prossimità delle quali la spaziatura della griglia viene stabilita *ad hoc*, a seconda della particolare posizione angolare ed in maniera differente dal resto del dominio.

Per evitare un'eccessiva distorsione, un eccessivo schiacciamento o un eccessivo allungamento delle celle sono state messe a punto più griglie, ciascuna utilizzata per un intervallo di angoli di manovella definito *a priori*.

Il passaggio da una griglia alla successiva è stato effettuato “ri-mappando” il valore delle variabili termo-fluidodinamiche sui nodi mediante interpolazione, secondo una procedura che nel FIRE è denominata *rezone*.

Una griglia di calcolo corrispondente al periodo a valvole chiuse è mostrata in Figura 3.7. Si può notare la presenza dei due blocchi, uno relativo alla camera di combustione, l'altro alla zona circostante la candela.

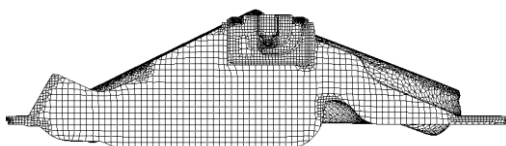


Figura 3.7 – Griglia di calcolo relativa al periodo a valvole chiuse al punto morto superiore.

Per mantenere contenuti i tempi di calcolo, inoltre, la costruzione delle griglie è stata effettuata in maniera tale da attivare le zone corrispondenti ai domini fisici di interesse solo laddove questi realmente risultano interessati dal flusso. Si sono cioè utilizzate, per valvole di aspirazione e di scarico chiuse, griglie corrispondenti al solo cilindro, mentre i condotti di aspirazione o di scarico sono stati aggiunti geometricamente e risolti numericamente solo in corrispondenza di quegli angoli di manovella per i quali tali zone sono effettivamente messe in contatto con il cilindro dall'apertura delle relative valvole. Per ridurre l'errore derivante dal non aver simulato il flusso nei condotti a valvole chiuse, si sono imposte, al loro interno, opportune condizioni di pressione e temperatura in corrispondenza dell'angolo di manovella al quale si realizza il loro collegamento con il cilindro.

La gestione dell'intera sequenza di griglie, relativa ai 720° di angolo di manovella corrispondenti alle quattro fasi del ciclo di funzionamento del motore, è stata realizzata mediante il modulo Fame Engine Plus del codice FIRE, che permette di trasferire la soluzione ottenuta su una certa griglia a quella successiva.

Nella Figura 3.8 sono riportate due sezioni di griglia, tagliate con un piano passante per l'asse delle valvole, di cui una relativa alla fase di aspirazione e l'altra relativa alla fase di scarico. In entrambi i casi è possibile notare la

presenza di tre blocchi (zona intorno alla valvola, camera di combustione e condotto) e le zone di connessione tra le parti.

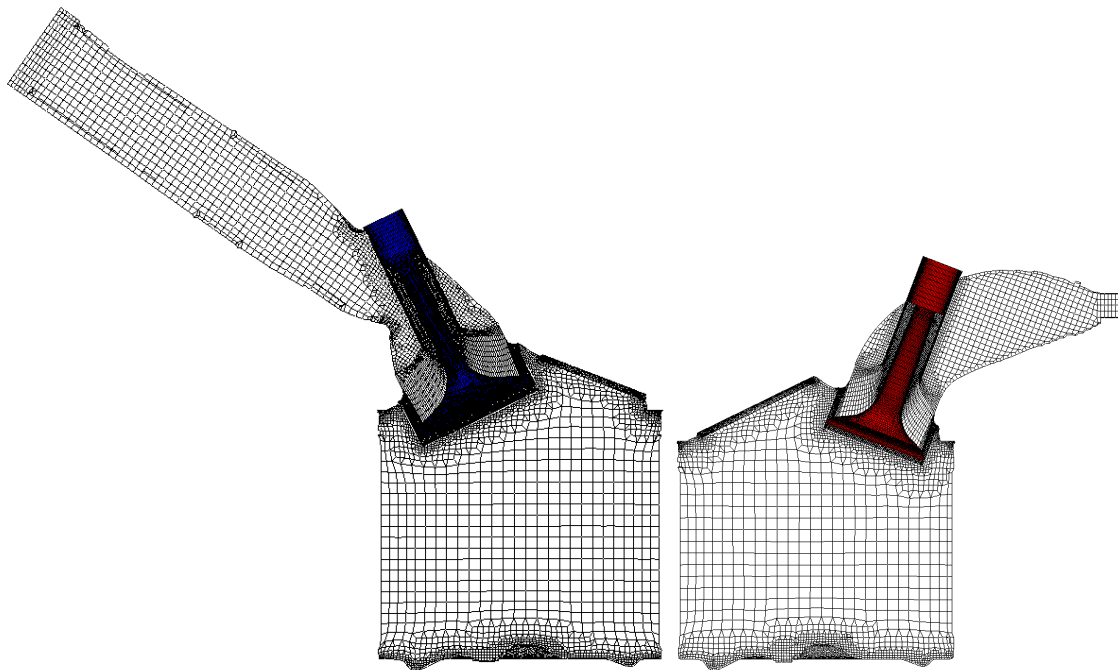


Figura 3.8 – Griglie di calcolo relative alla massima alzata della valvola di aspirazione (sinistra) e scarico (destra).

3.2 Messa a punto del modello termo-fluidodinamico di simulazione del ciclo di funzionamento del motore oggetto di studio

Il codice FIRE include un solutore fluidodinamico basato sul metodo dei volumi finiti. Il metodo ai volumi finiti prevede che le equazioni di bilancio di massa, quantità di moto ed energia siano integrate in senso Euleriano sui volumi di controllo, costituiti dalle celle che contribuiscono a formare la griglia computazionale. La possibilità, offerta dal software AVL FIRETM, di lavorare su griglie non strutturate permette di utilizzare celle a forma di esaedro, prisma, piramide e tetraedro. Le variabili dipendenti sono considerate calcolate nel centro geometrico di ogni volume di controllo e linearmente variabili nello spazio, ai fini della valutazione del loro valore sulle facce. La procedura di

discretizzazione che conduce alle equazioni algebriche nelle variabili dipendenti è ovviamente effettuata tenendo conto delle proprietà topologiche e geometriche della singola cella.

Nel modello messo a punto nell'ambito del presente lavoro, sono stati implementati, oltre al sotto-modello di spray descritto nel Capitolo 2, anche i modelli di turbolenza, di combustione e di formazione delle specie inquinanti, di seguito descritti.

3.2.1 Modello di turbolenza k- ζ -f

Il modello di turbolenza adottato è stato sviluppato da Hanjalic *et al.* [Hanjalic et al, 2004]. Gli autori propongono una versione del modello di *eddy-viscosity* basato sul concetto del metodo di rilassamento ellittico di Durbin [Durbin, 1991]. Lo scopo è di migliorare la stabilità numerica del modello originale $\overline{v^2} - f$, risolvendo l'equazione del trasporto per il rapporto di scala della velocità $\zeta = \overline{v^2}/k$, in cui k è l'energia cinetica turbolenta, invece della scala di velocità $\overline{v^2}$.

La *eddy-viscosity* è ottenuta come segue:

$$\nu_t = C_\mu \zeta \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.1)$$

nella quale, C_μ è un coefficiente empirico, ζ è il rapporto di scala della velocità, ed ε è la dissipazione dell'energia cinetica turbolenta.

Le equazioni di bilancio nelle variabili k , ε e ζ si scrivono:

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \rho(P_k - \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.2)$$

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \rho \frac{C_{\varepsilon 1}^* P_k - C_{\varepsilon 2}^* \varepsilon}{T} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (3.3)$$

$$\rho \frac{D\zeta}{Dt} = \rho f - \rho \frac{\zeta}{k} P_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \zeta}{\partial x_j} \right] \quad (3.4)$$

in cui μ è la viscosità dinamica e σ_k è un coefficiente empirico del modello.

Per la variabile f , la funzione di smorzamento, si adotta la seguente formula:

$$f - L^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_j \partial x_j} = \left(C_1 + C_2 \frac{P_k}{\zeta} \right) \frac{(2/3 - \zeta)}{T}. \quad (3.5)$$

La scala di tempo turbolenta T e la scala di lunghezza L , sono calcolate mediante la seguente reazione:

$$T = \max \left(\min \left(\frac{k}{\varepsilon}, \frac{a}{\sqrt{6} C_\mu^v |S| \zeta} \right), C_T \left(\frac{v^2}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right) \quad (3.6)$$

$$L = C_L \max \left(\min \left(\frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \right), C_\eta \frac{v^{3/4}}{\varepsilon^{1/4}} \right) \quad (3.7)$$

Una ulteriore modifica all'equazione di ε è che, la costante $C_{\varepsilon 1}$ è smorzata in prossimità della parete, dove essa diviene:

$$C_{\varepsilon 1}^* = C_{\varepsilon 1} (1 + 0.045 \sqrt{1/\zeta}) \quad (3.8)$$

3.2.2 Modello di combustione

All'interno dei motori a combustione interna le condizioni di moto sono sempre turbolente. La presenza di un campo di moto turbolento influisce sul fronte di fiamma e dunque sull'evolvere del processo di combustione.

L'effetto sul fronte di fiamma è duplice. Macroscopicamente la turbolenza corruga il fronte di fiamma, lo distorce ed eventualmente frantuma, aumentandone la superficie d'interfaccia con la miscela fresca, quindi la zona di reazione. Anche il campo di moto medio che si genera in camera di combustione per l'effetto combinato delle fasi di aspirazione e di compressione e in dipendenza del disegno della camera di combustione ha effetto sulla combustione. Esso è infatti responsabile del rapporto aria/combustibile locale in

prossimità della candela all'accensione, parametro che influenza notevolmente l'avvio del processo.

È possibile definire alcuni numeri caratteristici che consentono di classificare i regimi di combustione turbolenta possibili. Tra questi, il più diffuso è il numero di Damkoehler D_a , dato dal rapporto tra la scala integrale dei tempi e la scala dei tempi delle reazioni chimiche:

$$D_a = D_a(l_t) = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{l_t / u'(l_t)}{\delta / s_L^0}, \quad (3.9)$$

Nella (3.9), l_t rappresenta la scala integrale delle lunghezze, s_L^0 è la velocità laminare del fronte di fiamma, δ è lo spessore del fronte di fiamma laminare e u' rappresenta l'intensità della turbolenza. Per elevati valori di D_a ($D_a \gg 1$) i tempi delle reazioni chimiche sono più brevi della scala integrale dei tempi. La turbolenza non è quindi in grado di influire sulla struttura della fiamma, che resta simile ad una fiamma laminare, frastagliata dai moti turbolenti (condizione *flamelet*). Quando invece i valori di D_a sono bassi ($D_a \ll 1$), il tempo caratteristico delle reazioni chimiche è maggiore di quello della turbolenza. La velocità di reazione è dunque controllata dalla cinetica chimica. Tale classificazione diventa più dettagliata introducendo un altro numero adimensionale, il numero di Karlovitz, ovvero il rapporto tra la scala dei tempi delle reazioni chimiche e la scala di Kolmogorov (η_k):

$$K_a = \frac{1}{D_a(\eta_k)} = \frac{\tau_c}{\tau_k} = \frac{u'(\eta_k)/\eta_k}{s_L^0/\delta}. \quad (3.10)$$

Il numero di Reynolds turbolento Re_t , è definito come:

$$Re_t = \frac{u' l_t}{\nu} = \left(\frac{u'}{s_L^0} \right) \left(\frac{l_t}{\delta} \right) \quad (3.11)$$

ν è viscosità cinematica. Tra i numeri caratteristici appena scritti sussiste la relazione:

$$\text{Re}_t = D_a^2 K_a^2 \quad (3.12)$$

Si possono così identificare i vari regimi di combustione in termini di rapporti di lunghezze (l_t/δ) e velocità (u'/s_L^0). Per $Ka < 1$, il tempo delle reazioni chimiche è più breve della più piccola scala dei tempi turbolenta, quella di Kolmogorov. In questo regime, il fronte di fiamma è sottile, ha una struttura interna simile a quella di una fiamma laminare ed è deformato dai moti turbolenti (regime *flamelet*). Per $Ka > 1$ e $Da > 1$ la scala integrale dei tempi è maggiore di quella delle reazioni chimiche, ma le scale di Kolmogorov, sono inferiori allo spessore di fiamma e sono quindi in grado di modificarne la intima struttura. Questo regime viene detto *thickened flame regime* (regime di fiamma spessa). Per $Da < 1$ i moti turbolenti hanno tempi caratteristici inferiori a quelli delle reazioni chimiche; il miscelamento è molto rapido e la velocità complessiva di reazione è limitata dalla cinetica chimica. Questo regime viene detto *well-stirred reactor*.

I flussi reagenti sono solitamente modellati mediante un approccio di tipo RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations). Al sistema di equazioni della fluidodinamica andrà ad affiancarsi un'equazione di conservazione per ognuna delle specie chimiche presenti nel sistema. Tali equazioni saranno espresse nella forma:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_x)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{Y}_x)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_x}{\partial x_i} \right) + \bar{\omega}_x \quad (3.13)$$

in cui ρ è la densità, Y_x è la frazione massica della specie X, u è la velocità, μ è la viscosità dinamica e Sc il numero di Schmidt definito come:

$$Sc = \frac{\mu}{\rho D} \quad (3.14)$$

con D diffusività termica.

Le equazioni di conservazione delle specie introducono la modellazione di un nuovo termine per la chiusura del sistema di equazioni, ovvero il termine sorgente della specie chimica $\bar{\dot{\omega}}$. Questo termine è funzione della concentrazione della specie come pure della velocità di reazione, cioè della rapidità con cui varia la concentrazione dei reagenti e/o prodotti. Esso indica quindi la rapidità con cui la miscela aria/combustibile brucia e la sua derivazione può essere effettuata solo attraverso modelli appropriati, alcuni dei quali sono descritti in seguito.

3.2.2.1 Modelli *flamelet*

Questi modelli separano il problema della combustione da quello dell'analisi del flusso turbolento. Questa categoria di modelli assume che la fiamma laminare abbia una struttura ben definita e non alterata dalla turbolenza, il cui unico effetto è quello di corrugare la superficie.

Si giunge alla velocità di combustione turbolenta, a partire da quella laminare, valutando la densità di superficie di fiamma Σ ed il relativo *stretching*.

Tutti i modelli *flamelet* hanno alla base l'ipotesi che la reazione chimica tra combustibile e comburente avvenga in uno strato di spessore infinitesimo, che separa la zona di gas incombusti da quella dei gas completamente combusti; in pratica si assume che tutto il combustibile venga bruciato in questa zona, cioè a cavallo del fronte di fiamma, e sia trasformato nei prodotti di combustione.

In base a questa ipotesi la velocità di reazione è data dalla relazione:

$$\bar{\dot{\omega}} = \rho_{f,u} S_L \Sigma \quad (3.15)$$

dove Σ è la densità della superficie di fiamma, cioè la superficie della fiamma per unità di volume, S_L la velocità di combustione laminare; $\rho_{f,u}$ la densità del combustibile nella miscela fresca.

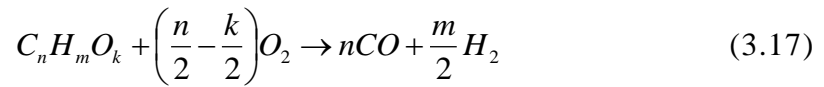
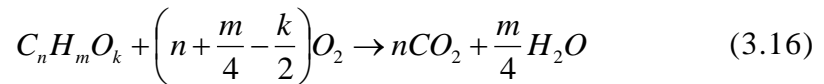
I modelli *flamelet* si basano dunque sulla risoluzione di una equazione di trasporto per la flame surface density. All'interno di questa equazione trovano risalto un termine sorgente ed un termine pozzo per Σ . Il termine sorgente deve tenere conto della generazione di nuova superficie di fiamma grazie

all'allungamento ed al ripiegamento della fiamma preesistente, causato dalla vorticosità della carica gassosa. Il termine pozzo dovrà modellare il decadimento della superficie di combustione, dovuto agli effetti della curvatura, che tenderanno ad estinguere la fiamma.

3.2.2.2 Modello di combustione ECFM

Il modello ECFM (Extended Coherent Flame Model) è stato principalmente sviluppato allo scopo di descrivere la combustione nei motori ad iniezione diretta. Il modello si basa sulla descrizione delle proprietà termodinamiche del gas nelle zone combuste e incombuste.

Per il fenomeno della combustione turbolenta, il modello ECFM calcola la velocità di reazione del combustibile mediante un meccanismo cinetico a 2 step:



allo scopo di considerare la formazione di CO e H₂ nelle condizioni prossime allo stechiometrico e per miscela ricca. Nelle equazioni (3.16) e (3.17) n, m e k rappresentano il numero di atomi di carbonio, idrogeno e ossigeno del combustibile considerato.

La velocità di reazione per la reazione (3.16) è data da:

$$\omega_{fu,1} = \omega_L \gamma \quad (3.18)$$

con γ funzione che dipende dal rapporto di equivalenza ϕ , dal numero di atomi di carbonio e idrogeno, e con ω_L come velocità media laminare del consumo di combustibile. Per la seconda reazione si ha:

$$\omega_{fu,1} = \omega_L (1.0 - \gamma). \quad (3.19)$$

Le velocità di reazione di ogni specie i che partecipa al meccanismo di reazione a 2 step possono essere espresse come:

$$\omega_i = \sum_{r=1}^2 \nu_{i,r} \omega_{fu,r} \quad (3.20)$$

con $\nu_{i,r}$ come coefficiente stechiometrico della specie i nella reazione r . Per i reagenti questi coefficienti sono negativi, per i prodotti positivi.

Questo modello può essere chiuso se sono note le proprietà locali dei gas bruciati e non bruciati. Quindi, in ogni cella computazionale devono essere calcolate due concentrazioni: una per i gas non bruciati e l'altra per quelli bruciati. Devono essere perciò introdotte due equazioni di trasporto, una per la frazione di massa di combustibile e una per la frazione di ossigeno nella zona incombusta. Usando queste due equazioni aggiuntive ed introducendo l'ipotesi di omogeneità e isotropia locale, possono essere calcolate tutte le frazioni di massa. Di seguito vengono riportate le due equazioni di trasporto per il combustibile e per l'ossigeno:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho y_{fu,fr}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j y_{fu,fr}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{u_{eff}}{\sigma_i} \frac{\partial y_{fu,fr}}{\partial x_j} \right) = S_{evap} \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho y_{O_2,fr}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j y_{O_2,fr}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{u_{eff}}{\sigma_i} \frac{\partial y_{O_2,fr}}{\partial x_j} \right) = 0 \quad (3.22)$$

È considerata, inoltre, anche l'equazione del trasporto dell'entalpia per la zona incombusta:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_{fr}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j h_{fr}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{u_{eff}}{\sigma_i} \frac{\partial h_{fr}}{\partial x_j} \right) = \rho \epsilon + \frac{\rho}{\rho_{fr}} \frac{\partial p}{\partial t} + h_{evap} \quad (3.23)$$

L'equazione (3.23) include il termine sorgente h_{evap} che tiene conto dell'evaporazione del combustibile liquido. Dal valore di entalpia e dalla composizione dei gas incombusti si risale al valore locale della temperatura.

Si suppone che la zona dei gas incombusti è composta da cinque specie principali, ossia: combustibile, ossigeno, azoto molecolare, anidride carbonica e acqua, mentre nella zona dei gas combusti si suppone che non vi sia presenza di combustibile, in quanto nella zona ad alta temperatura esso viene bruciato totalmente. I gas combusti sono composti da undici specie, ovvero l'ossigeno molecolare e ossigeno atomico (O , O_2), azoto atomico e azoto molecolare (N , N_2), idrogeno atomico e idrogeno molecolare (H , H_2), monossido di carbonio, anidride carbonica, acqua, OH e NO .

Usando $y_{fu,fr}$ e $y_{O_2,fr}$ come frazioni di massa del combustibile fresco e dell'ossigeno, si può calcolare:

$$\phi_{fr} = \alpha_{fu} \frac{y_{fu,fr}}{y_{O_2,fr}} \quad (3.24)$$

dove α_{fu} è una costante stechiometrica dipendente dal combustibile considerato.

La frazione di massa nella miscela fresca dell'azoto può essere facilmente ottenuta come somma di tutte le frazioni di massa contenenti l'azoto. Nel caso si considerino i gas residui, il gas rimanente nella miscela fresca è considerato composto da CO_2 e H_2O . La frazione di massa di CO_2 nei gas incombusti è ottenuta come funzione di tutte le specie contenenti il carbonio mentre la frazione di H_2O su tutte le specie contenenti l'idrogeno.

3.2.2.3 Modello di combustione ECFM-3Z

Appartiene alla famiglia dei modelli *flamelet*. È di recente implementazione e, a differenza dei modelli che lo hanno preceduto, grazie ad un sofisticato modello di miscelamento, è adatto a simulare sia la modalità di combustione diffusiva che quella premiscelata.

Questo modello, di nuovo e innovativo rispetto al modello ECFM, offre, al fine di spiegare la combustione diffusiva e l'avanzamento del processo di mescolamento, la suddivisione di ogni cella computazionale in tre “*mixing zone*”, una per il solo combustibile, una per l'aria più la possibile frazione di gas residui ed una terza per la miscela. Il principio base del modello è quello di effettuare un duplice condizionamento: ad ogni iterazione, e per ognuna delle celle computazionali costituenti il dominio di calcolo, il modello effettua un

controllo sullo stato dei gas nella cella, ovvero sulla composizione della miscela e sulla sua temperatura. Questo doppio condizionamento viene applicato ai valori medi delle grandezze all'interno della cella, calcolati risolvendo le equazioni di trasporto.

La realizzazione della miscela aria/combustibile, quando nel dominio sono presenti aria e combustibile, viene descritta su uno spazio bidimensionale (Z,c), ovvero in funzione del miscelamento Z e dell'avanzamento delle reazioni chimiche c. Il miscelamento viene descritto mediante una triplice distribuzione delta: triplice perché legata alle tre zone in cui la cella computazionale viene splittata.

La combustione non potrà avvenire nelle zone che contengono rispettivamente aria e combustibile allo stato puro, il modello ammette che essa possa aver luogo solo nella zona di *mixing*.

I gas, identificati come freschi all'inizio del processo, potranno assumere, con l'avanzamento delle reazioni chimiche, lo stato di gas combusti. La quantità dei gas combusti, così come quella dei gas freschi, prodotti all'interno della *mixing zone*, potrà essere determinata utilizzando la variabile di progresso c; essa avrà valore pari a zero prima dell'avvio del processo (solo miscela fresca), ed uguale ad uno quando tutta la miscela contenuta nella *mixing zone* è completamente consumata dalla combustione.

Il modello risolve un'equazione di trasporto per ognuna delle specie in gioco. In particolare, le specie trasportate sono: fuel, O₂, N₂, NO, CO₂, CO, H₂, H₂O, O, H, N, OH e Soot.

Per poter meglio descrivere il comportamento del combustibile, ad esso vengono associate due quantità, y_{fu}^u , che ne rappresenta la frazione presente nei gas freschi, e y_{fu}^b , nei gas combusti. Questa suddivisione si rende necessaria al fine di poter descrivere che la frazione y_{fu}^u di combustibile sia consumata per autoaccensione o combustione parzialmente premiscelata, mentre la restante y_{fu}^b è consumata durante la combustione diffusiva. Allo stesso modo, avremo due distinti termini sorgenti:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_{fu}^u}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u} \tilde{Y}_{fu}^u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_{fu}^u}{\partial x_j} \right) + \bar{\rho} \tilde{S}_{fu}^u - \tilde{\omega}^{u \rightarrow b} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_{fu}^b}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u} \tilde{Y}_{fu}^b}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_{fu}^b}{\partial x_j} \right) + \bar{\rho} \tilde{S}_{fu}^b + \tilde{\omega}_{fu}^b - \tilde{\omega}^{b \rightarrow u} \quad (3.26)$$

nelle quali $\tilde{\omega}_{fu}^{u \rightarrow b}$ tiene conto del trasferimento di massa tra le *mixing zone* che si verifica per miscele ricche.

Come detto in precedenza, la quantità dei gas combusti come quella dei gas freschi nella *mixing zone* può essere determinata utilizzando la variabile di progresso c definita come:

$$c = 1 - \frac{\bar{m}_u}{m} = 1 - \left(\frac{Y_{fu}}{Y_{Tfu}} \right). \quad (3.27)$$

Il termine al denominatore rappresenta il tracciante del combustibile. Per definizione, il tracciante di una specie si comporta come la specie reale ma, a differenza da essa, non viene consumato durante la combustione, dunque non entra nelle equazioni di bilancio termodinamico. L'equazione di trasporto del tracciante è perciò uguale a quella della specie corrispondente a meno del termine di reazione. La variabile di progresso c è definita unicamente per valori di $Y_{Tfu} > 0$. Se questa condizione non è soddisfatta, infatti, all'interno della cella non è presente combustibile, dunque la combustione non può aver luogo. Numericamente questo si traduce nel controllo del superamento o meno di un certo valore di soglia da parte della differenza $(Y_{Tfu} - Y_{fu}^F)$; se essa è inferiore al valore di soglia, allora il codice considera nulla la presenza di combustibile nella cella e la combustione non può sussistere.

Al fine di descrivere in maniera dettagliata la composizione dei gas freschi, le specie per le quali è presente un tracciante, oltre al combustibile, sono O_2 , H_2 , CO , NO e $Soot$.

3.2.3 Modello di formazione di NO di Zeldovich

Nei gas di combustione sono sempre presenti ossidi di azoto, principalmente NO con qualche percentuale di NO_2 , anche se, come componenti del combustibile, non risultano quantitativi apprezzabili di azoto. Tre distinti

meccanismi contribuiscono alla formazione degli ossidi di azoto: *thermal NO*, *prompt NO* e produzione di NO dal combustibile.

Nei motori a combustione interna la pressione e la temperatura subiscono un notevole incremento durante la combustione. Dato che le temperature raggiunte sono elevate ($> 1800\text{K}$), il *thermal NO* rappresenta il principale meccanismo di produzione dei monossidi di azoto. Tale meccanismo può essere espresso in termini del cosiddetto meccanismo di Zeldovich:



È stato osservato che gli atomi di azoto rilasciati nella reazione (3.29), vengono ossidati in ossido nitrico principalmente dai radicali dell'idrogeno quando si hanno le condizioni di miscela prossima allo stechiometrico e in miscele ricche. La terza reazione (3.30) è di solito trascurabile, tranne quando la miscela è ricca.

La variazione temporale di concentrazione di NO per è data da:

$$\frac{\partial c_{NO}}{\partial t} = k_{1f}c_Oc_{N_2} + k_{2f}c_Nc_{O_2} + k_{3f}c_Nc_{OH} - k_{1b}c_{NO}c_N - k_{2b}c_{NO}c_O - k_{3b}c_{NO}c_H \quad (3.31)$$

le concentrazioni sono espresse in mol/cm^3 .

Il *thermal NO* è fortemente dipendente dalla temperatura, dal tempo di permanenza e dalla concentrazione di ossigeno atomico. La prima reazione (3.28) ha una energia di attivazione molto elevata e di solito è considerata come il fattore limitante della formazione termica di NO. Poiché l'energia di attivazione richiesta per dividere il forte legame triplo N_2 è elevata, la velocità di formazione di NO è significativa solo a temperature elevate (superiori a 1800K).

3.3 Taratura del modello 3D in condizioni di carica stechiometrica e di carica povera

Ai fini della taratura del modello 3D del motore oggetto di studio, sono state considerate due condizioni operative, una caratterizzata da una carica povera, una da condizioni stechiometriche. I valori delle principali variabili di governo nelle due condizioni rappresentative sono riportate nella Tabella 3.I.

Condizione a 1500 rpm	SOI [°BTDC]	SOS [°BTDC]	A/F	p_{inj} [MPa]
Omogenea (<i>S</i>)	307	19	14.7	15
Stratificata lean (<i>L</i>)	70	13	21.5	6

Tabella 3.I – Condizioni operative studiate a 1500 rpm.

Nella tabella, sono riportati, per le tre condizioni, gli angoli di inizio iniezione prima del punto morto superiore (SOI, start of injection) (BTDC, before top dead centre), gli angoli di anticipo all'accensione (SOS, start of spark), il rapporto A/F e la pressione di iniezione (p_{inj}).

I risultati sono stati validati mediante confronto con le misure sperimentali del ciclo di pressione effettuate in Istituto Motori. Dove possibile si è anche realizzato il confronto con misure effettuate grazie alla presenza dell'accesso ottico nel motore.

3.3.1 Funzionamento a carica povera

Per il caso indicato in Tabella 3.I con la lettera *L* (miscela povera stratificata) le condizioni iniziali e al contorno, dati di input per il calcolo, sono state opportunamente imposte, utilizzando le misure effettuate al banco prova ad una velocità dell'albero motore di 1500 giri. Il motore, infatti, oltre ad essere strumentato con un trasduttore di pressione in camera di combustione, ha due trasduttori montati in corrispondenza di punti situati sui condotti di aspirazione e scarico corrispondenti, rispettivamente, alle sezioni di ingresso e di uscita dal dominio computazionale qui considerato. In Figura 3.9 e 3.10 sono riportati gli andamenti delle pressioni statiche misurate al banco prova ed

imposte come condizioni al contorno in ingresso e in uscita dal dominio di calcolo. La temperatura in ingresso è posta uguale a 310 K, in accordo con una misura del valore medio di tale variabile.

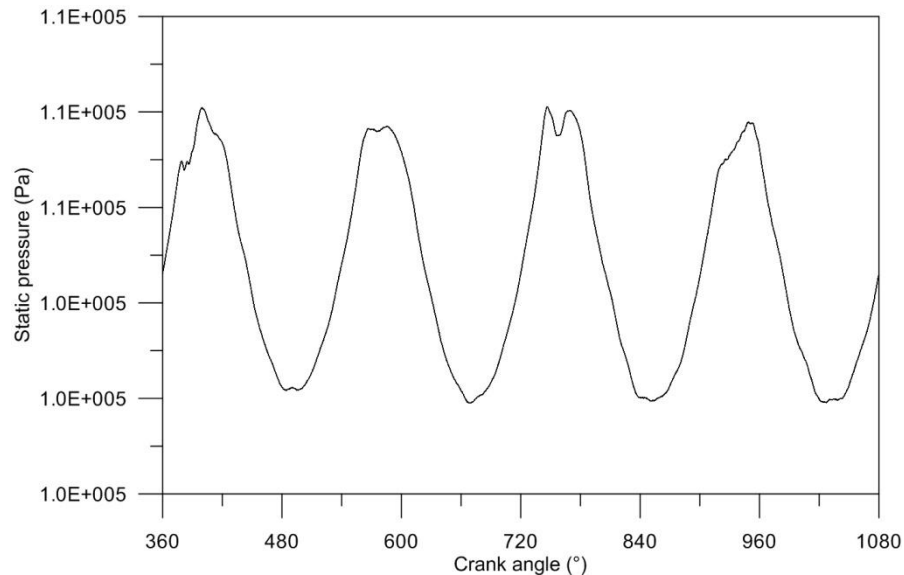


Figura 3.9 – Condizione al contorno, di pressione statica, imposta in corrispondenza della sezione di ingresso al condotto di aspirazione.

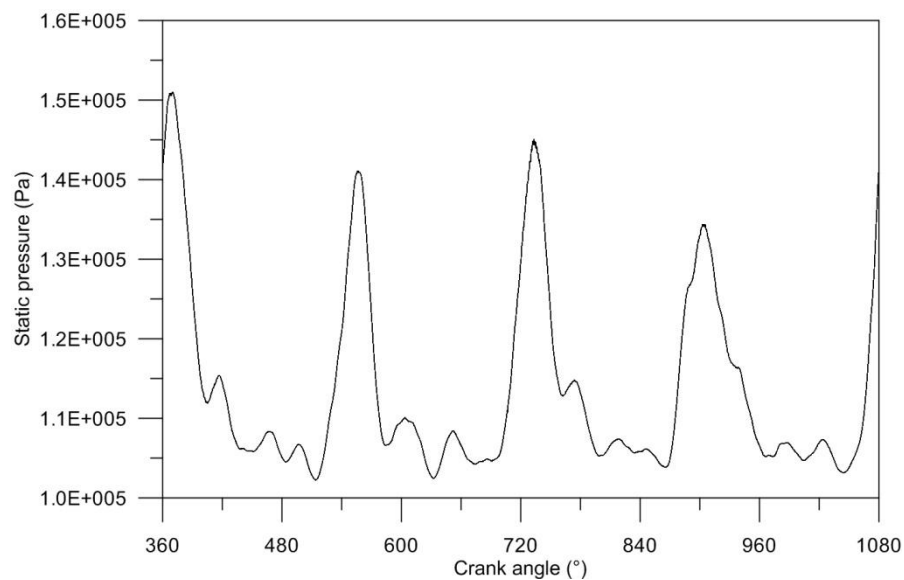


Figura 3.10 – Condizione al contorno, di pressione statica, imposta in corrispondenza della sezione di uscita dal condotto di scarico.

L'iniezione di benzina avviene utilizzando l'iniettore Bosch 7 fori indicato nel Capitolo 2 come iniettore #2, montato in posizione centrale tra i condotti di aspirazione con un'inclinazione di 60° rispetto all'asse del cilindro. La

pressione di iniezione è pari a 6 MPa, secondo la strategia mostrata in Figura 3.11.

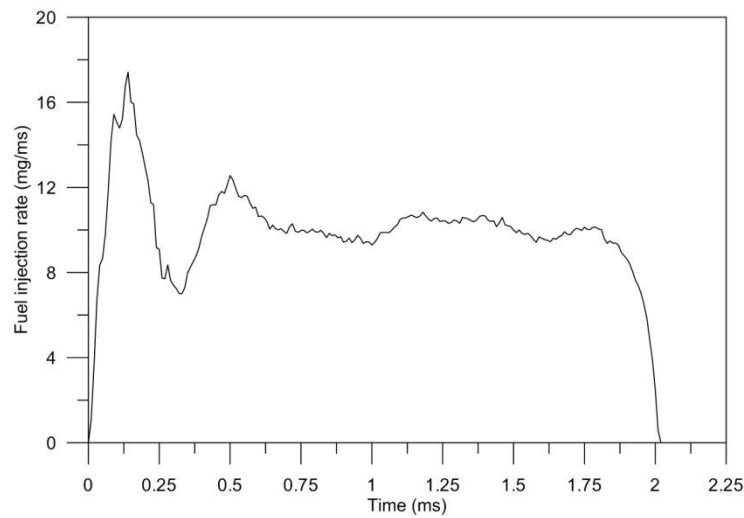


Figura 3.11 – Portata massica istantanea alla pressione di 6 MPa utilizzata nella condizione di taratura con miscela povera.

L'iniezione avviene 70° prima del punto morto superiore con una durata di 18° . L'anticipo all'accensione è fissato 13° prima del punto morto superiore.

Per maggior chiarezza, in Figura 3.12 viene riportato il diagramma polare riferito al ciclo di funzionamento *lean*.

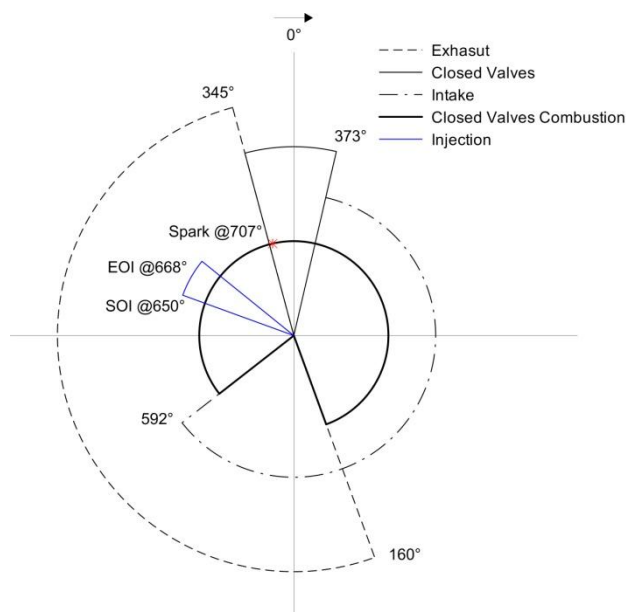


Figura 3.12 – Diagramma polare riferito al caso *lean*.

In Figura 3.13 è riportato il confronto numerico – sperimentale del ciclo di pressione relativo alle fasi di aspirazione, compressione, combustione ed espansione. L'accordo tra le due curve è giudicato buono per la fase di aspirazione, compressione e combustione.

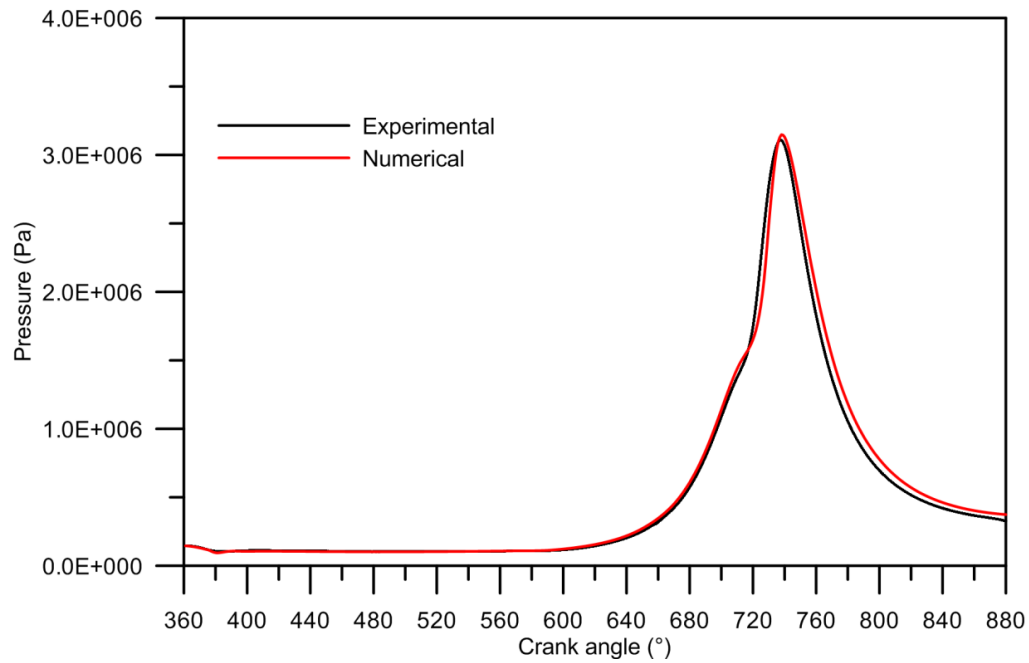


Figura 3.13 – Confronto numerico – sperimentale dell'andamento di pressione nel cilindro.

Nella Figura 3.14 è mostrata la distribuzione del rapporto di equivalenza su un piano passante per l'asse della candela, relativo a tre diversi istanti temporali, ossia 8° e 4° prima dell'angolo di SOS e all'angolo di SOS. Il combustibile viene indirizzato nei pressi della candela, favorito non solo dalla forma del pistone (iniezione *wall-guided*) ma anche dalla fase di compressione che aiuta la miscela ad avvicinarsi agli elettrodi. L'iniettore è montato in figura sul lato destro, dal lato delle valvole di aspirazione.

Un'idea dell'andamento della fase di combustione è data nella Figura 3.15, nella quale è mostrata una distribuzione di temperatura per un piano passante per l'asse della candela e nella quale è evidente come la combustione si sposti verso le valvole di scarico per via della distribuzione del rapporto di miscela creatasi visibile in Figura 3.14.

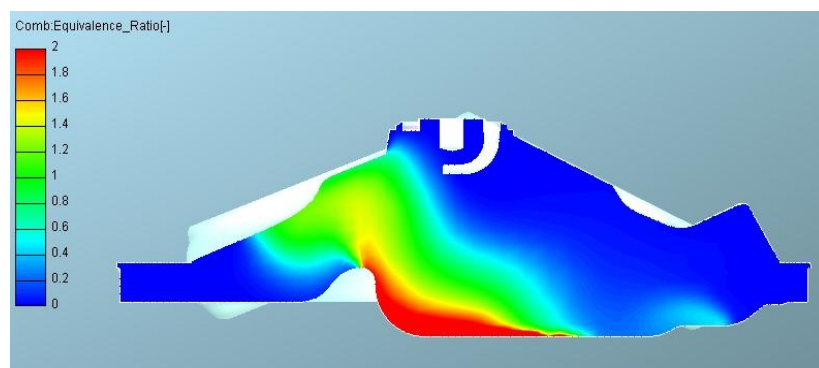


Figura 3.14 a – Distribuzione del rapporto di equivalenza 8° prima dell'anticipo all'accensione.

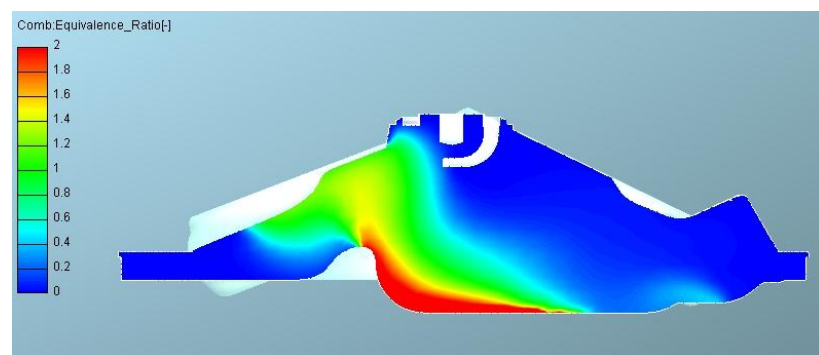


Figura 3.14 b – Distribuzione del rapporto di equivalenza 4° prima dell'anticipo all'accensione.

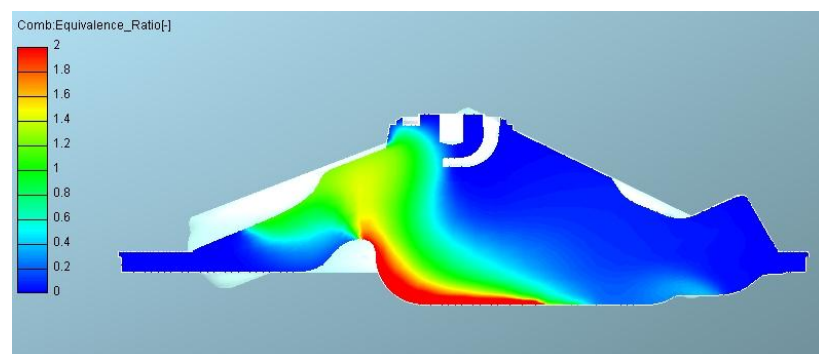


Figura 3.14 c – Distribuzione del rapporto di equivalenza all'anticipo all'accensione.

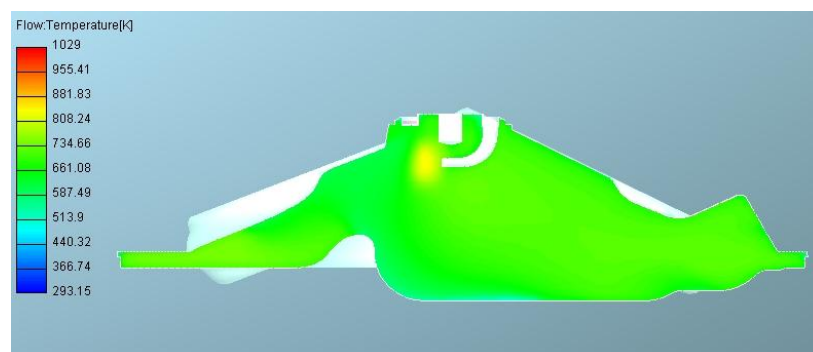


Figura 3.15 a – Distribuzione di temperatura per un piano passante per l’asse della valvola 3° dopo l’accensione.

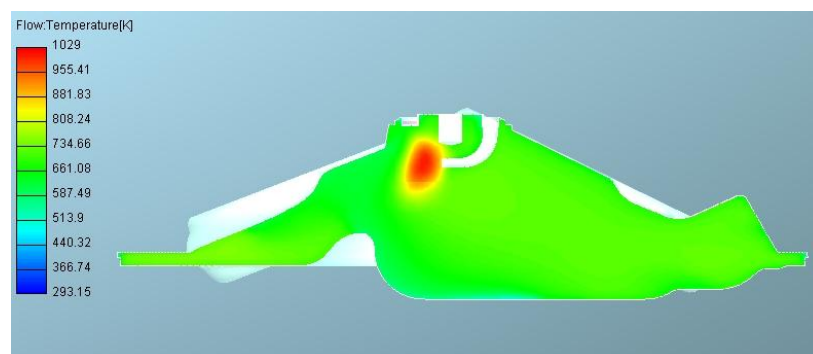


Figura 3.15 b – Distribuzione di temperatura per un piano passante per l’asse della valvola 5° dopo l’accensione.

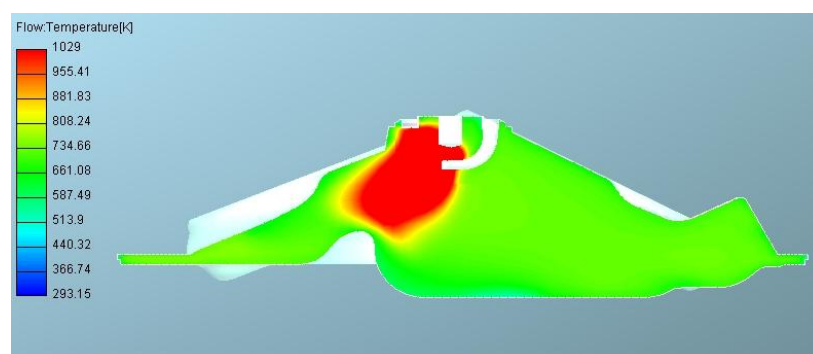


Figura 3.15 b – Distribuzione di temperatura per un piano passante per l’asse della valvola 10° dopo l’accensione.

3.3.2 Funzionamento con carica stechiometrica

Il funzionamento del motore con miscela stechiometrica è stato analizzato con riferimento alla strategia di iniezione con inizio 307° prima del punto morto superiore, con anticipo all'accensione impostato a 19° prima del punto morto superiore, come riportato in Tabella 3.I.

Per maggior chiarezza, anche in questo caso, viene riportato nella Figura 3.16 il diagramma polare.

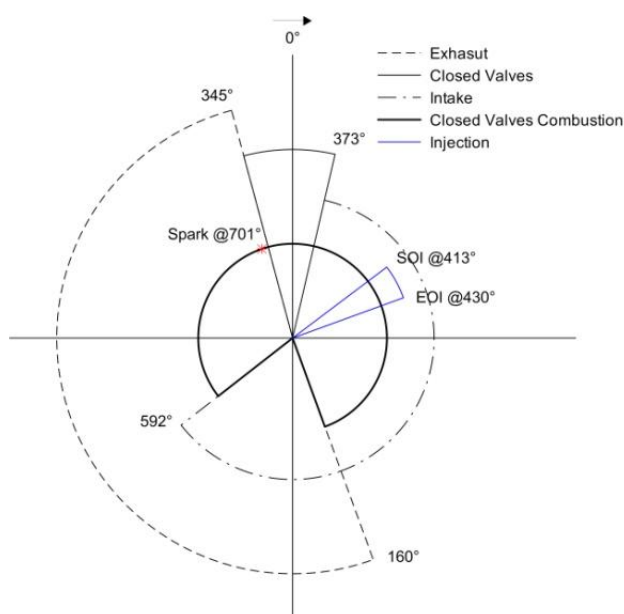


Figura 3.16 – Diagramma polare riferito al caso stechiometrico.

Per il caso *S* è riportato, in Figura 3.17, il confronto tra il ciclo di pressione sperimentale e quello calcolato numericamente. La fase di aspirazione e quella di compressione sono ben riprodotte. Anche la fase di combustione è considerata in buon accordo.

La distribuzione di miscela del caso *S* è omogenea data la SOI molto anticipata. La Figura 3.18 mostra la distribuzione del rapporto di equivalenza al momento dello scoccare della scintilla, su di un piano passante per l'asse della candela.

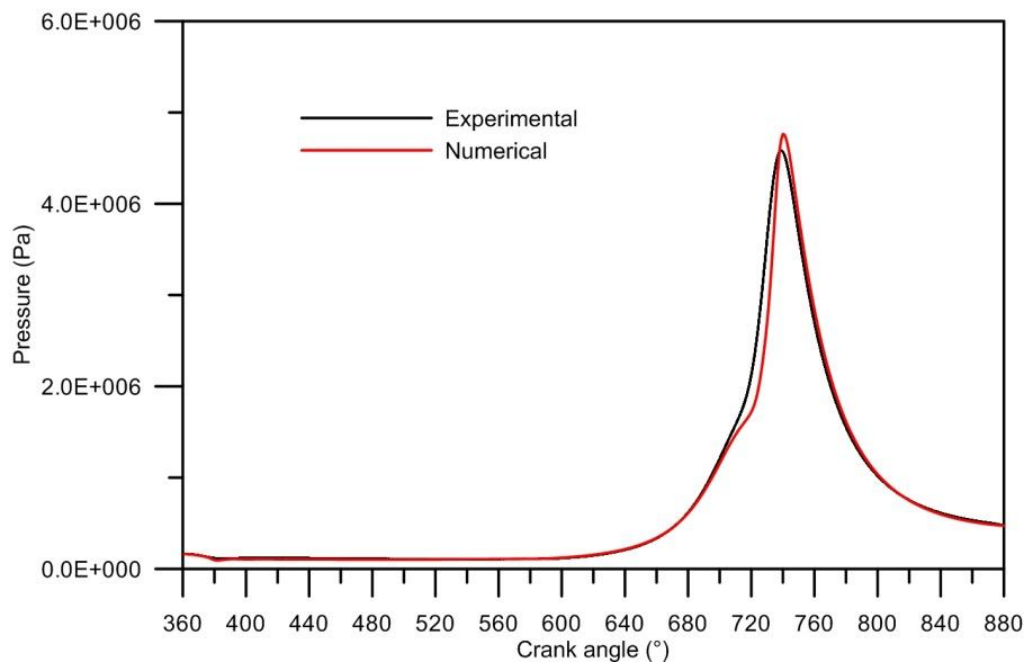


Figura 3.17 – Confronto numerico – sperimentale dell’andamento di pressione nel cilindro nel caso *S*.

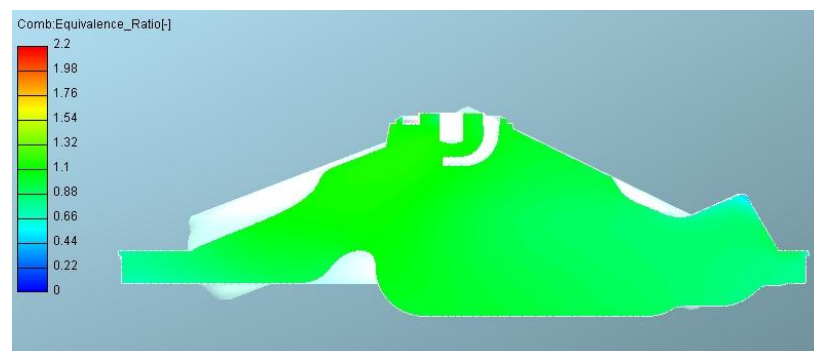


Figura 3.18 – Distribuzione del rapporto di equivalenza per in caso *S*.

L’andamento del fronte di fiamma nel caso *S* è riportato nella Figura 3.19. Naturalmente, nell’effettuare il confronto va tenuto conto del fatto che l’immagine sperimentale rappresenta la fiamma “mediata” sul cammino ottico, mentre l’immagine numerica rappresenta la densità superficiale di fiamma su un piano passante per l’asse della candela. Il leggero spostamento della fiamma verso le valvole di scarico poste sul lato sinistro è ben riprodotto per via numerica.

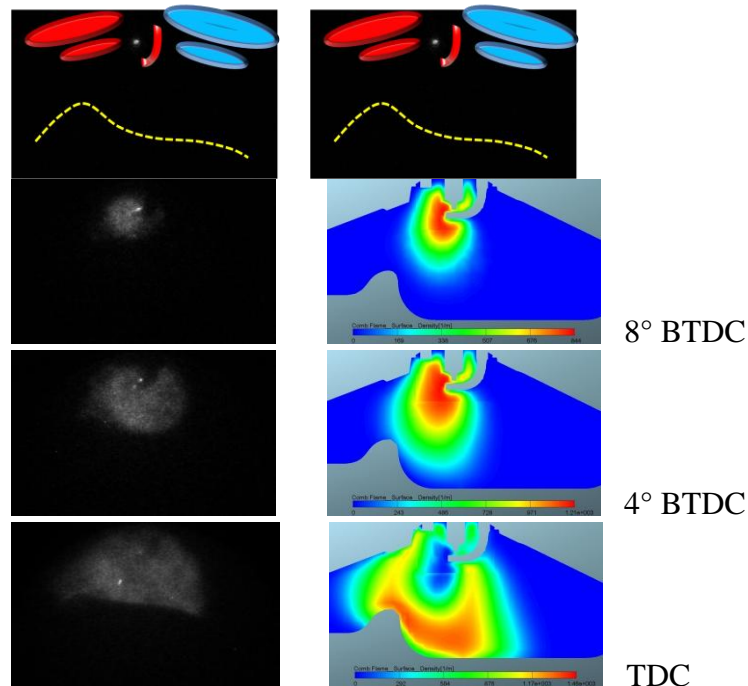


Figura 3.19 – Andamento del fronte di fiamma, sperimentale (a sinistra) e numerico (a destra) nel caso *S*.

In Figura 3.20 sono invece riportati gli andamenti della massa di combustibile iniettata e della massa di combustibile evaporata per le due condizioni *S* ed *L*. L'evaporazione nel caso *L* non è completa all'angolo di anticipo all'accensione e va in parte a sovrapporsi alla combustione e ad essere da questa accelerata per via del conseguente aumento di temperatura in camera di combustione.

La produzione di inquinanti nei due casi di Tabella 3.I è discussa con riferimento alle Figure 3.21 e 3.22.

La maggiore produzione di monossido di carbonio nel caso *L*, mostrata in Figura 3.21, indica come in questo caso la combustione sia incompleta. Si ha però una minore produzione di NO, Figura 3.22, per via della qualità della combustione e delle minori temperature raggiunte. Sicuramente il caso povero qui considerato è suscettibile di miglioramento, al variare della strategia di iniezione o dell'anticipo. Tale miglioramento è ottenibile mediante un'analisi numerica, quale quella descritta nel Capitolo 4.

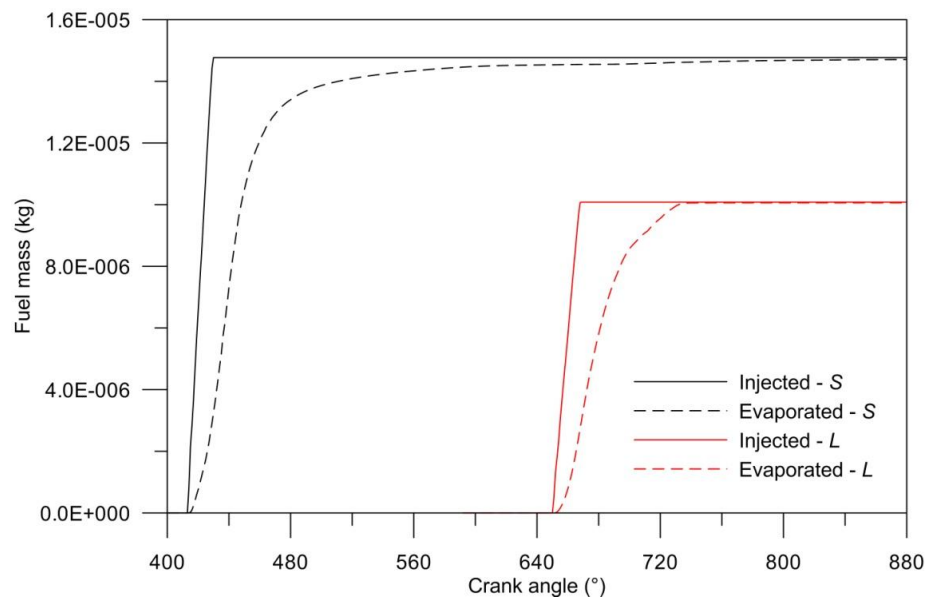


Figura 3.20 – Massa di combustibile iniettato ed evaporato per i casi *S* e *L*.

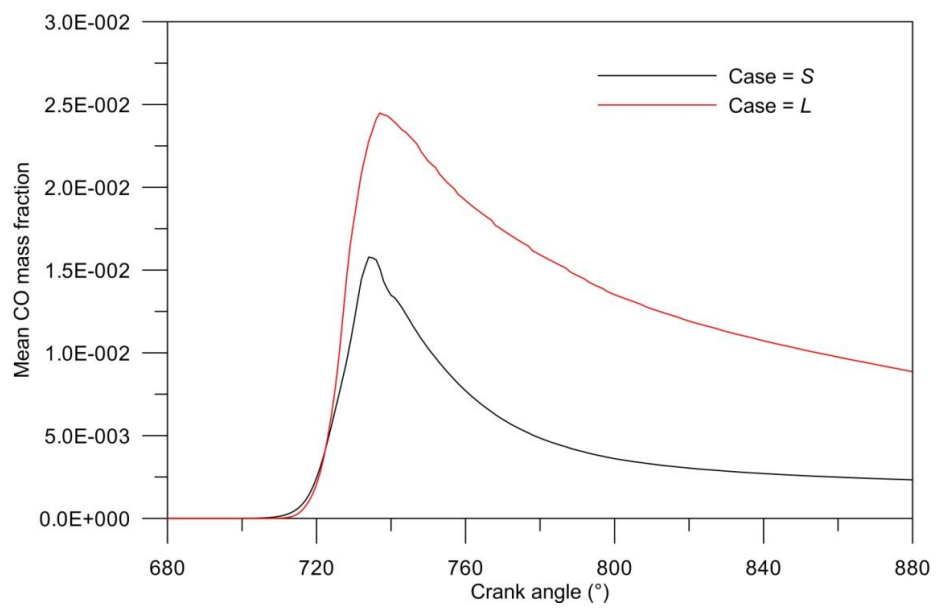


Figura 3.21 – Frazione massica di CO prodotto in camera di combustione per i casi *S* e *L*.

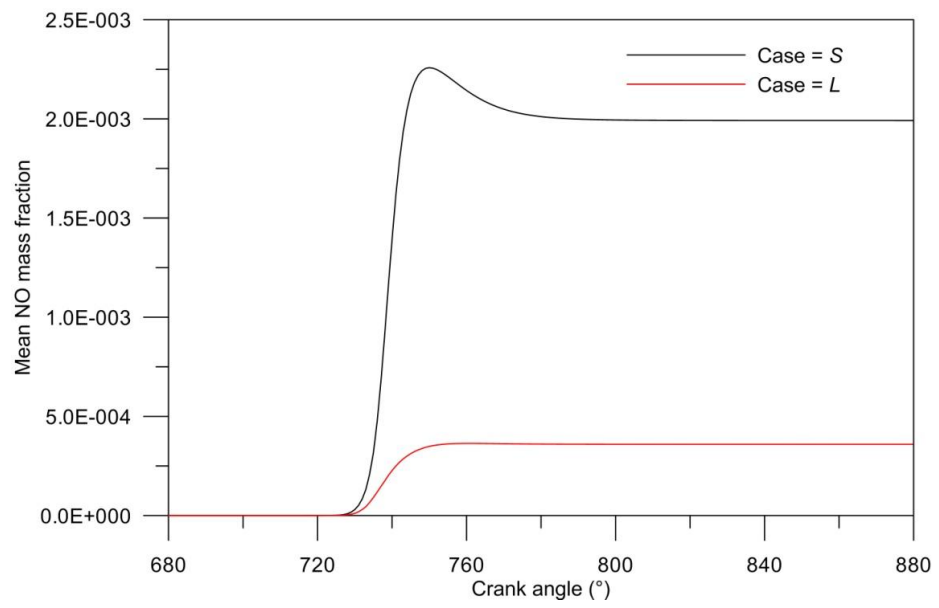


Figura 3.22 – Frazione massica di NO prodotto in camera di combustione per i casi *S* e *L*.

Capitolo 4

Ottimizzazione delle prestazioni energetiche del motore GDI oggetto di studio

Nell'ambito della progettazione ingegneristica, il concetto di ottimizzazione consiste nella selezione di quella che è la soluzione migliore in un insieme definito a priori nello spazio delle variabili di governo dello specifico problema che si sta affrontando. In altre parole, l'ottimizzazione ha la finalità di migliorare una o più caratteristiche di un determinato sistema. In termini più rigorosi, essa rappresenta una branca della matematica applicata che studia teoria e metodi per la ricerca dei punti di massimo e minimo di un modello matematico.

In questo capitolo viene perseguito l'importante obiettivo dell'incremento dell'efficienza energetica del motore GDI oggetto di studio nel suo funzionamento a carica povera, mediante impostazione e soluzione di un opportuno problema di ottimizzazione, finalizzato alla individuazione della strategia di iniezione e dell'anticipo all'accensione che permettono di realizzare una combustione il più possibile completa e stabile. Si considera sia un'iniezione realizzata in un sol colpo, sia un'iniezione doppia, allo scopo di individuare eventuali vantaggi derivanti dalla suddivisione della somministrazione di combustibile in due eventi successivi.

Il capitolo inizia con una descrizione degli algoritmi di ottimizzazione utilizzati nell'ambito del presente lavoro, prosegue con la descrizione dello specifico problema affrontato, e si conclude con la discussione dei principali risultati ottenuti.

4.1 Algoritmi di ottimizzazione

4.1.1 SIMPLEX

Il SIMPLEX, metodo del semplice, è meglio conosciuto come metodo di Nelder e Mead [Nelder *et al.*, 1965]. Questo algoritmo è utilizzato per problemi di ottimizzazione non lineari, e, non richiedendo l'uso di derivate della funzione, risulta più robusto di un algoritmo basato sui gradienti locali.

Da un punto di vista geometrico, un semplice è un poliedro contenente $N+1$ punti in uno spazio di N -dimensionale. In uno spazio bidimensionale il semplice è un triangolo, in uno spazio tridimensionale un tetraedro. Quando i punti sono equidistanti, il semplice si dice regolare.

Il metodo del sempliceo confronta i valori della funzione obiettivo negli $N+1$ vertici del sempliceo e muove quest'ultimo gradualmente verso il punto di ottimo (ovvero di minimo o di massimo) della funzione mediante un processo iterativo. Il movimento del sempliceo è il risultato di tre operazioni: riflessione, espansione e contrazione.

Nell'operazione di riflessione, il vertice nel quale la funzione obiettivo assume il valore più lontano da quello di minimo (o massimo) rispetto a quello assunto negli altri vertici, viene riflesso rispetto alla faccia opposta, come schematizzato in Figura 4.1. Poiché la direzione di questo movimento è sempre lontana dal risultato peggiore, la riflessione si muove verso una direzione vantaggiosa. Se la funzione obiettivo è monotona, riflessioni ripetute porteranno al punto di ottimo.

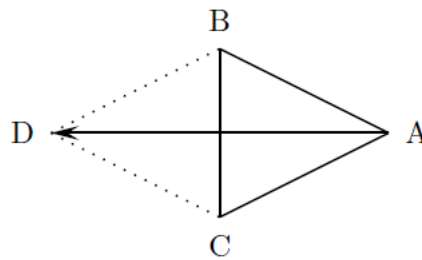


Figura 4.1 – Simpleso con i vertici A, B, C e punto riflesso D.

Quando il processo di riflessione genera un nuovo minimo (o massimo), si può pensare di diminuire ulteriormente il valore della funzione muovendo il vertice, lungo la sua direzione, ovvero mediante espansione del sempliceo, come mostrato in Figura 4.2.

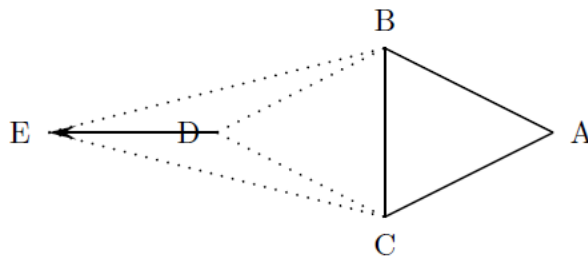


Figura 4.2 – Espansione del sempliceo (A, B, C) con il nuovo punto E.

Se dal processo di riflessione si ottiene un nuovo punto in cui la funzione obiettivo assume un valore peggiore rispetto a quello assunto negli altri vertici, il semplice si contrae scambiando il nuovo punto con il peggiore, come in Figura 4.3.

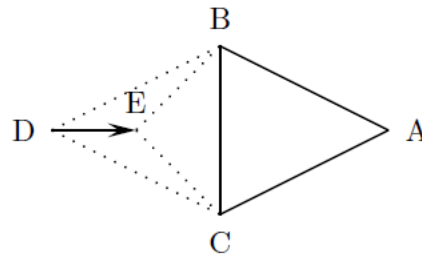


Figura 4.3 – Contrazione del semplice (ABC) con il nuovo punto E.

L'algoritmo giunge a soluzione quando non può trovare soluzione migliore con i movimenti precedentemente esposti al di sopra di una tolleranza preimpostata.

La semplicità del metodo ha come limite la possibilità che il minimo (o il massimo) della funzione trovato sia nella realtà un punto di minimo (o massimo) relativo. La soluzione ottima, quindi, dipende dal reale andamento della funzione, ma può anche dipendere dalla scelta della condizione di prova iniziale.

4.1.2 Algoritmo Multi-Objective Genetic Algorithm (MOGA)

L'idea di base di questo algoritmo è la *selezione naturale*, ovvero si parte dal presupposto che gli individui migliori abbiano una maggiore probabilità di sopravvivere. Si inizia a considerare un insieme iniziale di *individui* e attraverso varie iterazioni (*generazioni*) si provvede ad effettuare una selezione di alcuni di essi e una ricombinazione volta a generare nuovi individui che vanno a sostituire quelli già presenti. Ad ogni iterazione, solamente gli individui che portano alle soluzioni migliori sono mantenuti, e da questi sono generati gli elementi della generazione successiva. Ognuno di essi trasmette parte del proprio *patrimonio genetico* ai propri discendenti. Talvolta intervengono dei cambiamenti casuali, detti mutazioni, che fanno in modo che

siano generate configurazioni con corredi genetici estranei alla popolazione di partenza. Ciò fornisce all'algoritmo la capacità di diffondersi in tutto lo spazio di analisi, evitando che esso concentri la sua attività nelle vicinanze di un punto di ottimo locale che potrebbe occultare soluzioni migliori.

Gli algoritmi genetici sono utilizzati soprattutto per l'ottimizzazione di problemi modellati da funzioni delle quali non si conosce a priori l'andamento, e sono particolarmente adatti all'analisi di problemi che presentano una forte non linearità.

Il MOGA necessita principalmente dei seguenti parametri per la sua esecuzione:

- il numero di generazioni da considerare;
- la probabilità di *cross-over* direzionale, ossia la probabilità con la quale avviene la ricombinazione delle informazioni per generare un individuo con caratteristiche migliori;
- la probabilità di *selezione*, che indica la probabilità che un individuo non subisca alcuna modifica e passi alla generazione successiva;
- la probabilità di *mutazione*, ovvero la probabilità di vedere un individuo modificato in maniera casuale;
- la frazione DNA interessata dalla mutazione, cioè la percentuale di codice binario che cambia in una mutazione;
- l'elitismo, ovvero un parametro che assicura che le soluzioni migliori trovate siano mantenute durante l'analisi.

Nel presente lavoro di tesi l'algoritmo MOGA è stato utilizzato nella soluzione del problema di ottimizzazione del processo di combustione nel funzionamento del motore a carica povera, mentre l'algoritmo SIMPLEX è stato utilizzato nel processo di taratura automatica del modello di dinamica dello spray, già descritto nel Capitolo 2.

4.2 Impostazione del problema di ottimizzazione per un motore in funzionamento a carica povera per singola iniezione

La scelta della strategia di iniezione ottimale ai fini del processo di conversione dell'energia in un motore GDI può essere effettuata mediante un'analisi a calcolo, accoppiando un modello 3D del motore ad un algoritmo di ottimizzazione a singolo obiettivo. Nel presente lavoro di tesi, la problematica è stata affrontata allo scopo di caratterizzare le prestazioni del motore GDI Alfa Romeo 1750 in un funzionamento a carica globalmente povera e di ridurre i consumi mediante scelta ottimale della strategia di iniezione e dell'anticipo all'accensione. Poiché nel funzionamento a carica povera occorre ricorrere alla stratificazione della carica, il problema qui descritto consiste nella ricerca della sincronizzazione tra iniezione e accensione che rende la stratificazione della miscela intorno alla candela la migliore possibile per la stabilità e la completezza del processo di combustione.

Si noti che la definizione delle condizioni iniziali ed al contorno per il modello 3D necessita la scrittura di un modello 1D del propulsore, in grado di realizzare la simulazione anche dei sistemi di aspirazione e di scarico. In fase preliminare, tuttavia, si sono considerate solo condizioni operative caratterizzate da uguali condizioni iniziali ed al contorno, quindi tali da escludere il ricorso allo schema 1D del propulsore dalla sequenza di operazioni da effettuare per giungere alla soluzione del problema di ottimizzazione. Un'ulteriore semplificazione ha riguardato il problema della detonazione, che è stata assunta non presente in tutte le condizioni considerate (anche in virtù della assunzione di condizioni di carico parziale). Il problema di ottimizzazione, in futuro, potrà essere modificato in modo da predire l'eventuale insorgenza del fenomeno di detonazione, mediante inclusione di un opportuno modello, come quello descritto nel successivo Capitolo 5.

Il problema di ottimizzazione dell'efficienza energetica del motore Alfa Romeo 1750 nel funzionamento povero a singola iniezione è stato impostato nell'ambito del software ModeFrontier secondo lo schema di Figura 4.4.

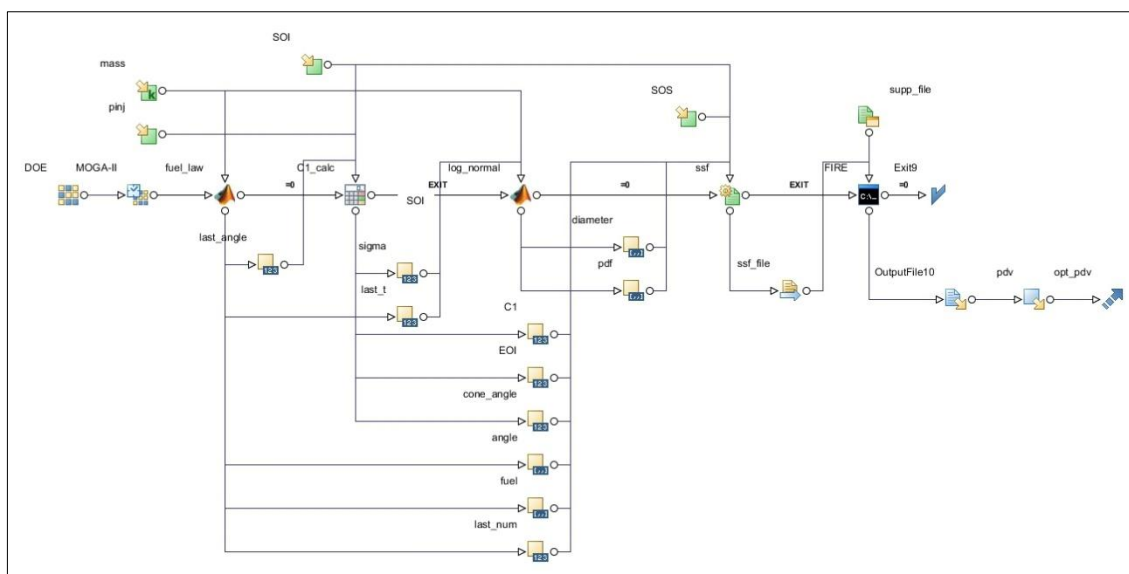


Figura 4.4 – Diagramma a flusso del problema di ottimizzazione.

Variabili di input sono l'inizio dell'evento iniezione, SOI (start of injection), la pressione di iniezione, p_{inj} , e l'anticipo all'accensione, SOS (start of spark). La massa di benzina iniettata è mantenuta costante. La funzione obiettivo da massimizzare è l'integrale del ciclo di pressione nel piano p,v nel periodo a valvole chiuse. La strategia di iniezione viene ricostruita a partire dai dati di input ed in base alle misure sperimentali disponibili. La portata massica istantanea può essere ottenuta scalando i dati misurati in laboratorio in modo da risalire alla velocità di efflusso attraverso i fori e correlare tale velocità alla differenza di pressione esistente tra monte e valle.

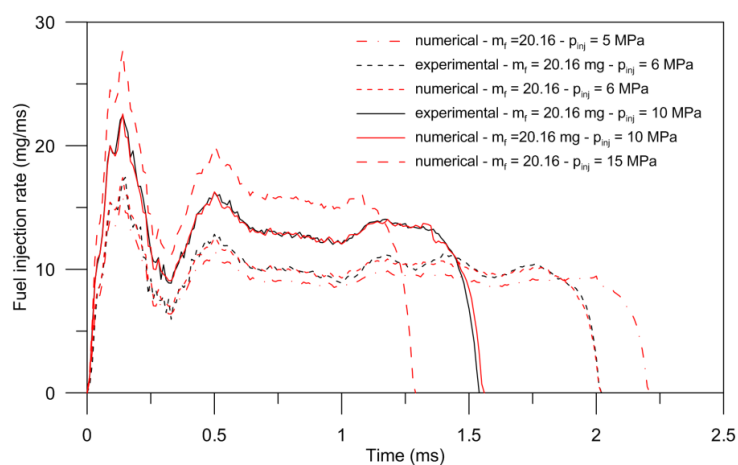


Figura 4.5 – Portata massica istantanea per Iniettore #2. Misure sperimentali e scaling numerico.

La Figura 4.5, ad esempio, mostra la portata massica istantanea misurata per le pressioni di iniezione 6 e 10 MPa, insieme ai profili ottenuti mediante la procedura suddetta a 5, 6, 10 e 15 MPa. Tutte le curve si riferiscono ad una portata di benzina iniettata totale pari a 20.16 mg.

Nel sotto-modello di spray sviluppato, la portata massica di combustibile iniettato, l'angolo di cono e la distribuzione iniziale di goccioline sono variabili di input, non sempre disponibili sperimentalmente. Non disponibili possono altresì essere i dati di lunghezza di penetrazione necessari alla stessa taratura del sotto-modello. La procedura di taratura automatica messa a punto nel corso del dottorato permette di utilizzare il sotto-modello stesso anche in condizioni operative non preliminarmente testate al tubo di Bosch o in ambiente otticamente accessibile a temperatura e pressione controllate. Gli andamenti dei risultati di Figura 2.14, infatti, portano senza dubbio a concludere che esiste una continuità di variazione sia della varianza della distribuzione iniziale dei diametri delle goccioline, sia della costante C_1 del modello di break-up, in funzione della pressione di iniezione. Per valori di tale grandezza non testati o testabili sperimentalmente, le costanti del sotto-modello possono essere calcolate per interpolazione dai valori determinati nel corso del processo di taratura. Per quel che riguarda l'angolo di cono si può ricorrere a correlazioni sperimentali esistenti in letteratura o ad interpolazione dei risultati sperimentali disponibili.

Ad ogni iterazione, dunque, i valori delle variabili di input del problema di ottimizzazione vengono scelti in un opportuno spazio (DOE, design of experiments), viene ricostruita la strategia di iniezione, la quale, insieme al valore di anticipo di accensione, viene trasferita al file ascii che raccoglie tutti i dati di input per il modello 3D. I valori iniziali delle variabili di input, l'intervallo di variazione dei campioni ed il passo tra due valori successivi sono scelti in maniera opportuna, in quanto influenzano fortemente la rapidità di soluzione del problema.

L'obiettivo del processo di ottimizzazione è la massimizzazione dell'integrale del ciclo di pressione nel periodo a valvole chiuse.

I risultati ottenuti sono mostrati in forma di *parallel chart* in Figura 4.6 per il caso di singola iniezione e funzionamento del motore a 1500 giri/min con carica globalmente povera, ovvero con rapporto aria benzina pari a 17.6.

La condizione iniziale ed il *range* di variazione delle variabili di input, che definiscono lo spazio DOE, sono riportati in Tabella 4.I.

	Min	Max	Step
SOI (°)	600	670	5
p_{inj} (MPa)	5	15	1
SOS (°)	672	717	5

Tabella 4.I – Condizione iniziale e spazio DOE del problema di ottimizzazione per iniezione singola.

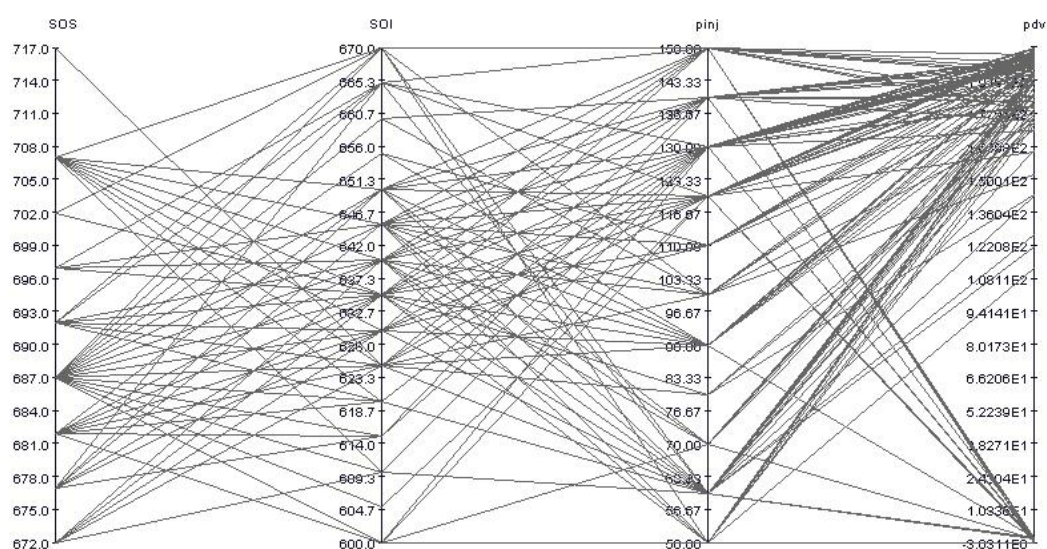


Figura 4.6 – Risultati del processo di ottimizzazione per iniezione singola.

Sugli assi verticali di Figura 4.6 compaiono, nell'ordine, le variabili SOS, SOI, p_{inj} e l'integrale di pressione.

Il valore di ottimo si ottiene per una pressione di iniezione pari a 13 MPa, anticipo all'accensione 38° BTDC (*before top dead center*, prima del punto morto superiore) ed angolo di inizio iniezione 85° BTDC.

Nella Figura 4.7, sono riportati, in forma di *bubble plot*, tutti i casi analizzati nel piano p_{inj} , SOI: la dimensione dei cerchi identifica il rapporto tra l'integrale della pressione nel periodo a valvole chiuse calcolato per ognuna delle condizioni operative considerate e l'integrale di pressione calcolato nel periodo a valvole chiuse relativo alla condizione assunta come riferimento. Il cerchio colorato in blu, di valore unitario, corrisponde allo *starting point*. La soluzione

ottimale si ha per una maggiore pressione di iniezione ed anticipando l'inizio di iniezione.

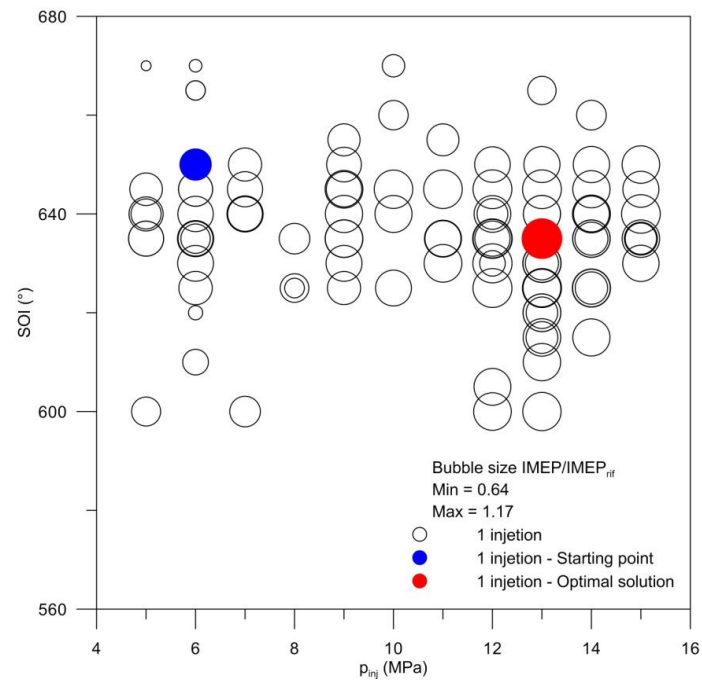


Figura 4.7 – $\int pdv / \int pdv (rif)$ sul piano p_{inj} , SOI per iniezione singola.

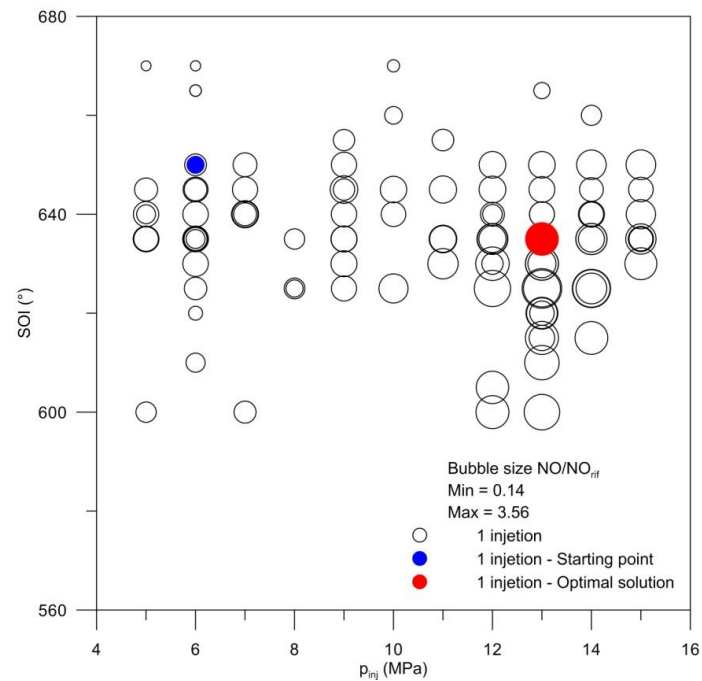


Figura 4.8 – NO/NO_{rif} sul piano p_{inj} , SOI per iniezione singola.

La Figura 4.8 riporta i corrispondenti valori di NO prodotti in tutti i casi considerati, anche in tal caso normalizzati rispetto al valore iniziale di riferimento. Nel caso ottimo si ha una maggiore produzione rispetto al caso di partenza.

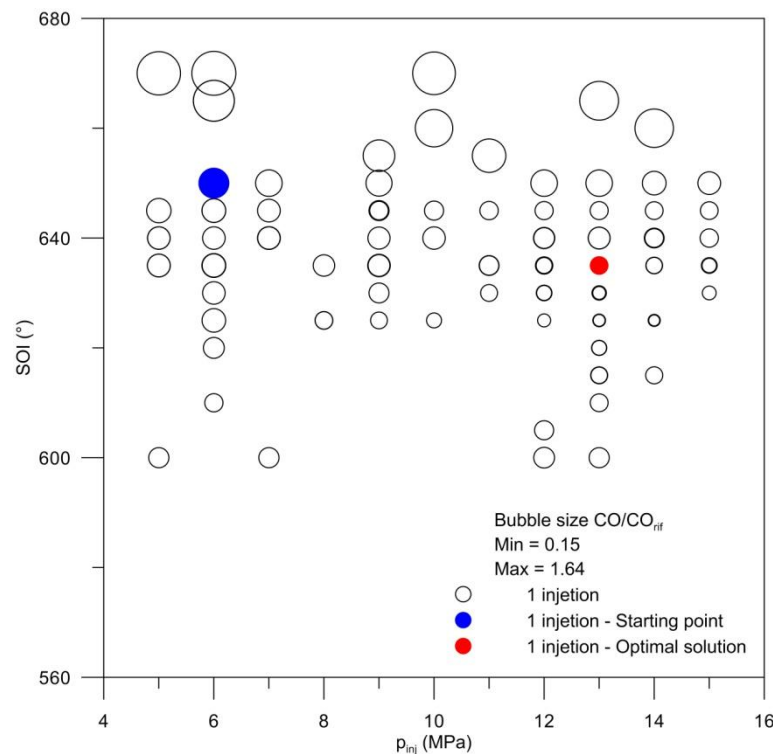


Figura 4.9 - CO/CO_{rif} sul piano p_{inj} – SOI per iniezione singola.

Aumentando la pressione di iniezione a valori superiori ai 10 MPa e con un SOI di circa 80° prima del punto morto superiore, i CO prodotti invece diminuiscono, come mostrato in Figura 4.9, purché si adottino iniezioni sufficientemente anticipate, ossia antecedenti l'angolo di manovella di 640° , ossia gli 80° BTDC.

In Figura 4.10 è mostrato il confronto tra tre cicli di pressione relativi al caso di riferimento ($id = 0$), alla condizione di ottimo ($id = 445$), alla condizione in cui vengono generati minori NO ($id = 443$), ed alla condizione con il valore di integrale di pressione prossimo a quello di ottimo, ma con diversa pressione di iniezione ($id = 369$). In Tabella 4.II sono riportati i principali parametri per le tre condizioni. L'incremento dell'area del ciclo nel caso ottimo è ben evidente, come è evidente la cattiva prestazione legata al caso caratterizzato da minori NO.

id	SOI (°)	SOS (°)	p_{inj} (MPa)	IMEP/IMEP _{rif}	NO/NO _{rif}	CO/CO _{rif}
0	650	707	6	1	1	1
369	630	687	12	1.16	3.12	0.36
443	670	707	5	0.64	0.10	1.61
445	635	682	13	1.17	2.87	0.41

Tabella 4.II – Condizioni operative in caso di iniezione singola.

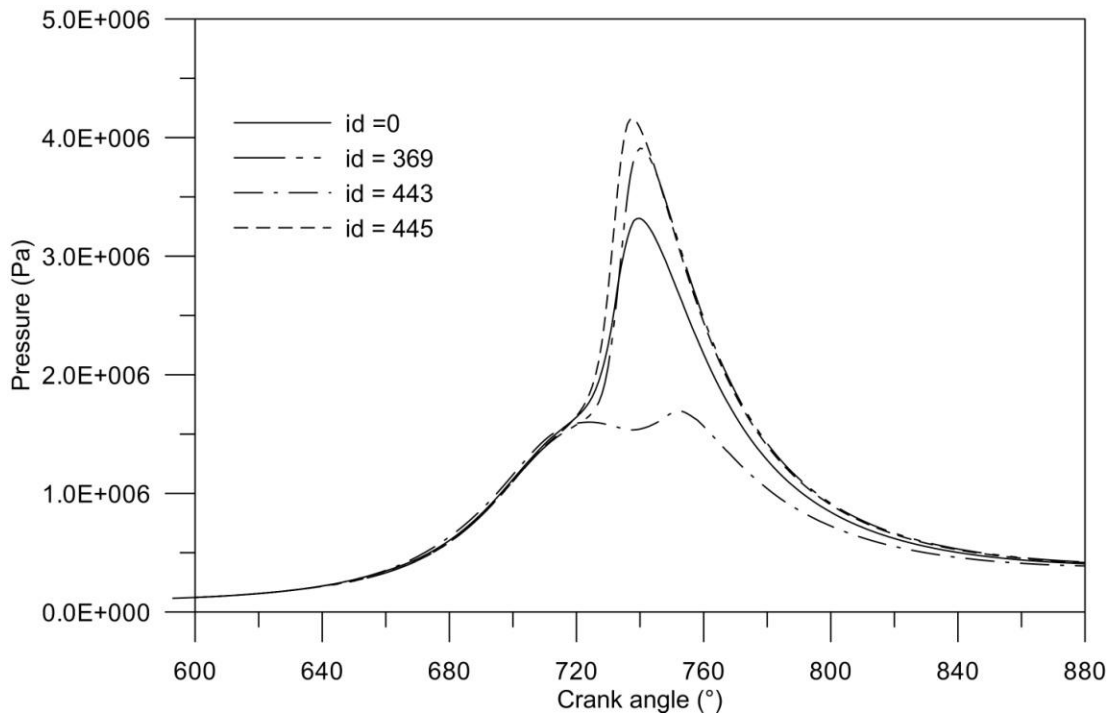


Figura 4.10 – Confronto tra i cicli di pressione calcolati numericamente nei quattro casi di Tabella 4.II.

La condizione ottima mostra un incremento del lavoro indicato del 17% rispetto alla condizione di riferimento ma, di contro, è caratterizzata da un forte aumento degli NO, come mostrato anche in Figura 4.11, dovuto essenzialmente ad una temperatura media di combustione maggiore. Il valore medio di tale variabile nel cilindro è rappresentato in funzione dell'angolo di manovella in Figura 4.12. La maggiore produzione di NO è relativa al caso id = 369, per il quale la temperatura media nel cilindro è la più alta nella fase di sviluppo del processo di combustione. Tale condizione è anche caratterizzata dalla minore produzione di CO, come evidenziato in Figura 4.13.

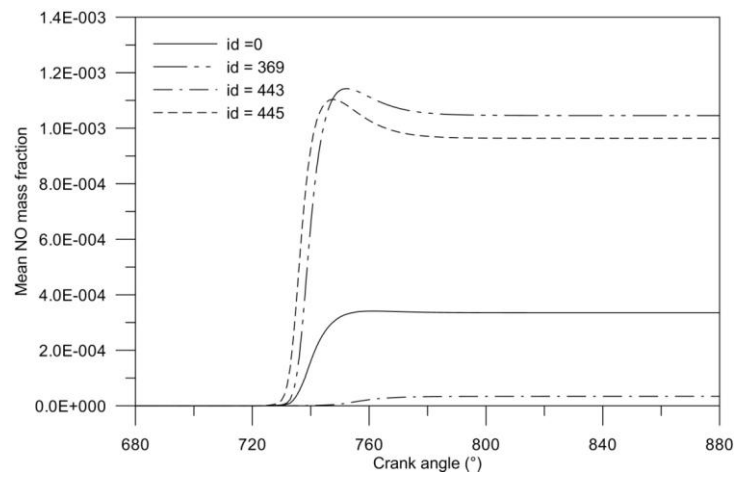


Figura 4.11 – Confronto tra le frazioni di massa di NO nel cilindro per i quattro casi di Tabella 4.II.

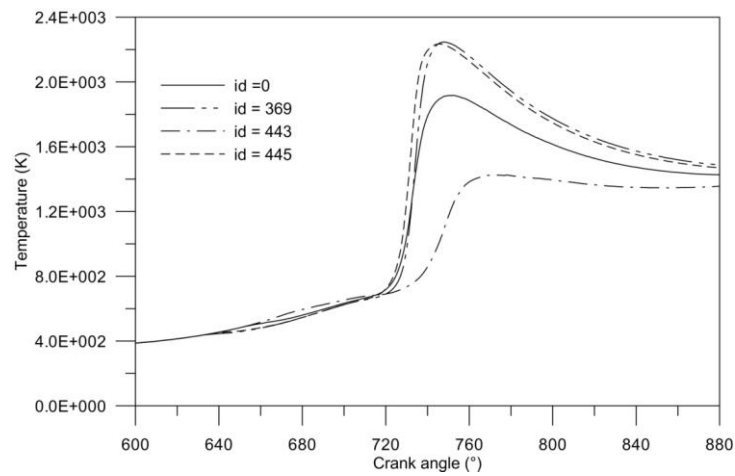


Figura 4.12 – Confronto tra le temperature medie nel cilindro per i quattro casi di Tabella 4.II.

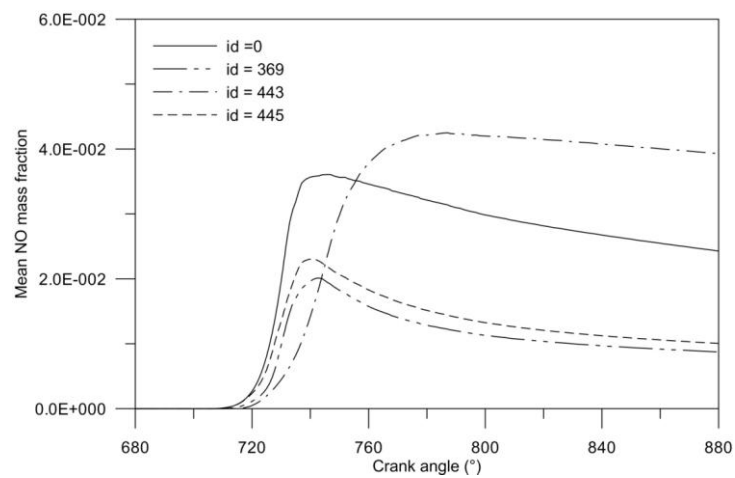


Figura 4.13 – Confronto tra le frazioni di massa di CO formatasi nel cilindro per i quattro casi di Tabella 4.II.

Per ogni pressione di iniezione è possibile definire il *Minimum advance of spark timing for Best Torque* (MBT, ovvero angolo di anticipo ottimale per la massima coppia), che è ampiamente utilizzato come valore di calibrazione delle centraline di controllo elettrico dei motori ad accensione comandata. Tale angolo è in genere definito come quello per il quale il 50% della massa di combustibile è bruciata dopo un intervallo angolare dal punto morto superiore pari a 10° di angolo di manovella. La Figura 4.14 riporta, per alcuni dei casi considerati nel processo di ottimizzazione, ritenuti tra i più significativi, l'andamento dell'angolo in corrispondenza del quale è bruciato il 50% della massa di combustibile, $\theta_{50\%}$, in funzione dell'angolo di anticipo. $\theta_{50\%}$ è espresso in gradi di manovella dopo il punto morto superiore (ATDC, *after top dead centre*), mentre l'anticipo è espresso in gradi di manovella prima del punto morto superiore (BTDC, *before top dead centre*). Si osserva la diminuzione di $\theta_{50\%}$ ed il suo avvicinarsi al punto morto superiore, all'aumentare dell'angolo di anticipo. Per iniezioni anticipate si osserva che $\theta_{50\%}$ non scende al di sotto dei 16° , anzi, raggiunto un valore minimo, inizia ad aumentare nuovamente.

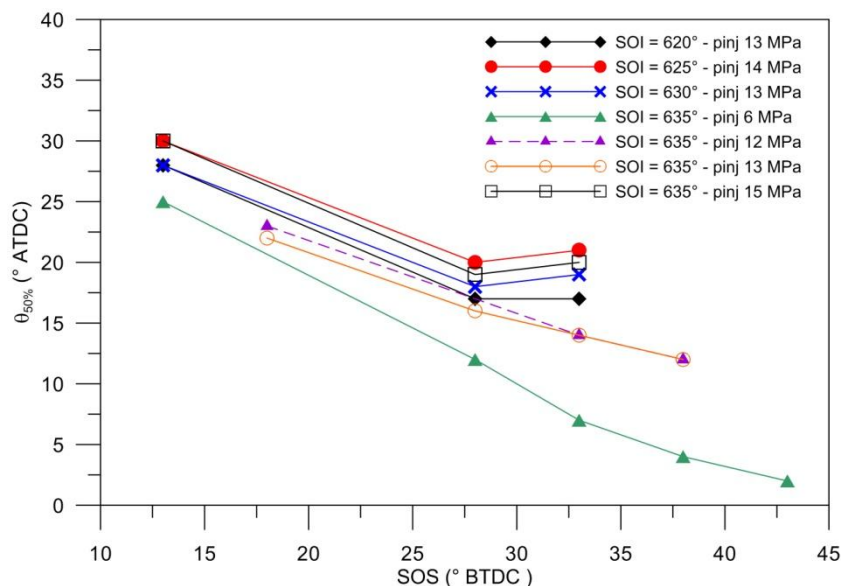


Figura 4.14 – $\theta_{50\%}$ come funzione dell'angolo di anticipo SOS.

In Figura 4.15 è mostrato l'integrale di pressione calcolato a valvole chiuse in funzione di $\theta_{50\%}$. I valori sono riferiti ad un intervallo di pressioni comprese tra 6 e 15 MPa e ad un intervallo di SOI compresa tra 620° e 635° . Si può

notare l'incremento dell'integrale di pressione via via che l'angolo in corrispondenza del quale è bruciato il 50% del combustibile si porta verso il punto morto superiore. Ciò corrisponde a considerare anticipi crescenti di accensione, come visto in Figura 4.14.

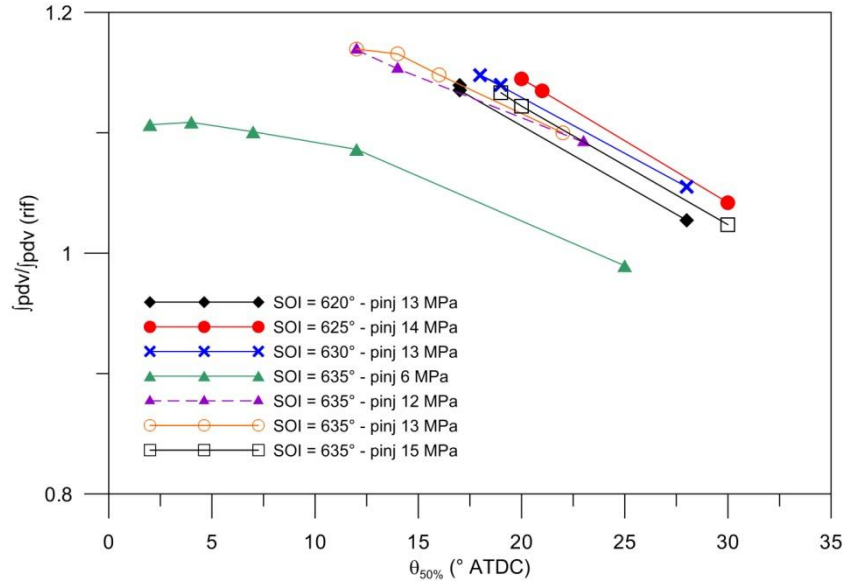


Figura 4.15 – Integrale di pressione in funzione dell'angolo in corrispondenza del quale si ha il 50% di massa di benzina bruciata.

E' evidente che alcune curve presentano un massimo in corrispondenza di un certo valore dell'ascissa. Ciò indica che l'incremento dell'anticipo all'accensione produce un incremento di lavoro, ma solo fino ad un valore limite, oltre il quale si verifica il fenomeno denominato *arrested phasing* [Matekunas, 1983].

Tale fenomeno è una conseguenza dell'inefficienza del processo di combustione. Per comprendere se esso è dovuto ad una lenta iniziazione della fiamma, ad una lenta propagazione, o ad una combinazione di queste due, occorre correlare la diversa localizzazione di $\theta_{50\%}$, ossia la variazione dell'angolo in corrispondenza del quale si identifica il 50% della frazione di massa bruciata $\Delta\theta_{50\%}$ alla variazione dell'anticipo all'accensione $\Delta\theta_s$. Sussiste la seguente relazione:

$$\Delta\theta_{50\%} = \Delta\theta_s - \Delta\theta_{0-50\%}, \quad (4.1)$$

dove $\Delta\vartheta_{0-50\%}$ è l'incremento di durata dell'intervallo angolare in cui la frazione di massa brucia da 0 al 50%. Nella (4.1) un $\Delta\vartheta_{50\%}>0$ implica un posizionamento di $\vartheta_{50\%}$ anticipato; un $\Delta\vartheta_S >0$ indica un incremento dell'anticipo all'accensione, mentre un incremento di $\Delta\vartheta_{0-50\%}$ è un incremento della durata della combustione. Quindi l'effetto positivo dell'incremento di anticipo all'accensione sul lavoro indicato termina quando $\Delta\vartheta_{50\%}$ diventa minore o uguale a zero. La condizione di *arrested phasing*, in altre parole, si ottiene quando

$$\Delta\vartheta_S \leq \Delta\vartheta_{0-50\%}. \quad (4.2)$$

La frazione di massa bruciata 0-50%, può essere divisa in due fasi, una fase di inizializzazione della fiamma 0-10% e un fase di propagazione della fiamma 10-50%.

Quindi è possibile scrivere:

$$\Delta\vartheta_S \leq \Delta\vartheta_{0-10\%} + \Delta\vartheta_{10-50\%}. \quad (4.3)$$

Analizzando l'intervallo angolare compreso tra l'istante di accensione e l'angolo al quale si ha il 10% della massa bruciata, $\vartheta_{10\%}$, in funzione dell'angolo di accensione stesso, Figura 4.16, si nota, un andamento crescente.

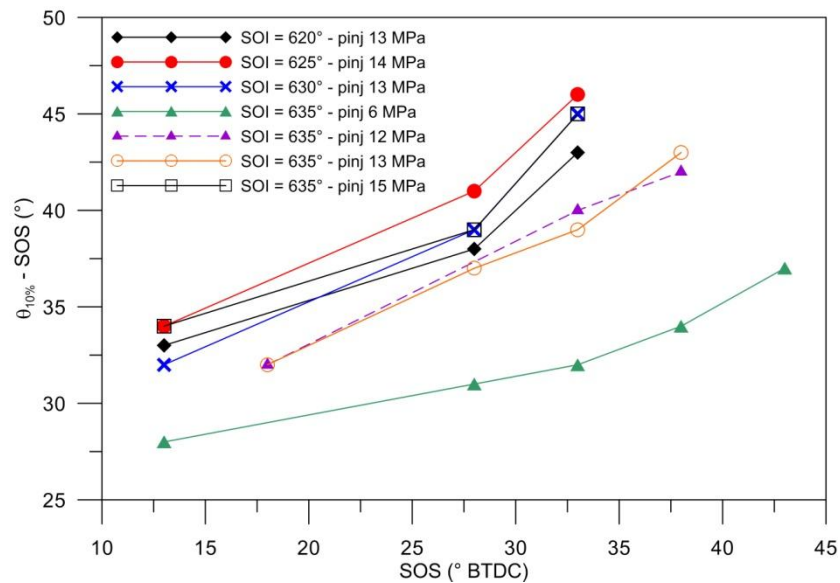


Figura 4.16 – Intervallo angolare tra l'accensione e l'angolo $\vartheta_{10\%}$ come funzione dell'angolo di anticipo SOS.

L'aumento dell'anticipo provoca un allungamento della fase iniziale di iniezione della fiamma, ovvero il 10% della massa di combustibile brucia in un tempo maggiore via via che lo scoccare della scintilla viene anticipato. Ciò accade a tutte le pressioni di iniezione considerate ed indipendentemente dall'inizio dell'iniezione stessa. La condizione corrispondente a $p_{inj} = 6\text{MPa}$ e $\text{SOI} = 635^\circ$ è quella per la quale si ha la minore durata del periodo di iniezione della fiamma.

Analizzando invece, sempre in funzione dell'angolo di anticipo, l'intervallo angolare compreso tra l'istante al quale si ha il 10% della massa bruciata, $\theta_{10\%}$, e l'istante al quale si ha il 90% della massa bruciata, $\theta_{90\%}$, mostrato in Figura 4.17, si nota un andamento completamente differente.

La combustione, nelle fasi successive all'innesco, è poco influenzata dal valore dell'angolo di anticipo: la durata della combustione che interessa la massa di combustibile compresa tra il 10 ed il 90% si mantiene su valori praticamente costanti al variare di SOS, per tutte le pressioni di iniezione. Ciò è in accordo a quanto riportato da Wiseman [Wiseman, 1990], il quale riconosce l'effetto della variazione di anticipo sulla fase di iniezione della fiamma come responsabile dell'*arrested phasing*.

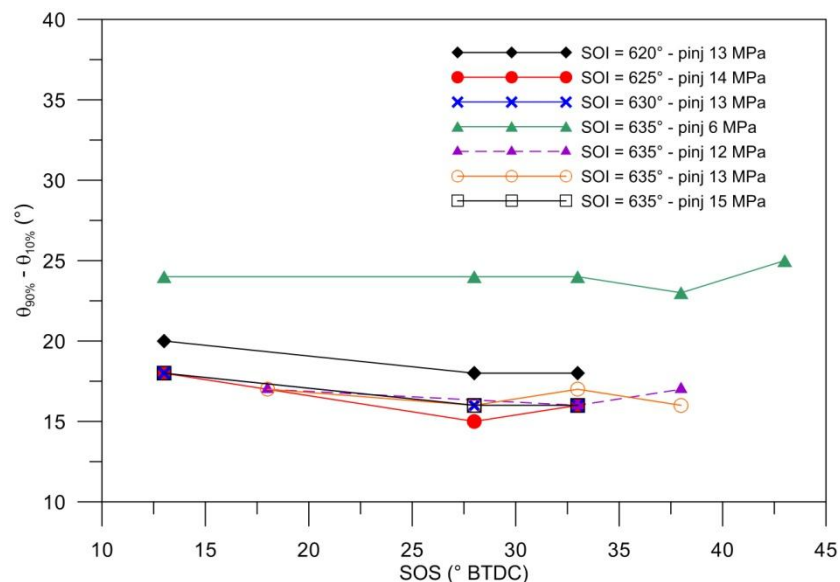


Figura 4.17 – Durata della combustione in funzione dell'anticipo all'accensione, SOS.

Val la pena osservare che la durata della fase di propagazione della combustione diminuisce all'aumentare della pressione di iniezione, e che la condizione precedentemente individuata quale quella che determina la minore durata di inizio della fiamma, ossia $p_{inj}= 6\text{MPa}$ e $\text{SOI}= 635^\circ$, è invece una condizione che genera una propagazione di fiamma più lenta rispetto alle altre. Questo è il motivo per il quale il valore ottimale di pressione di iniezione è più alto di quello inizialmente assunto di 6 MPa.

4.3 Impostazione del problema di ottimizzazione per un motore in funzionamento a carica povera per iniezione doppia

L'idea di iniezioni multiple è stata introdotta, inizialmente, per i motori Diesel [Nehmer *et al*, 1994], per via dei benefici che ne possono derivare sia in termini di riduzione degli inquinanti che per le prestazioni del motore. Proprio per raggiungere le condizioni ottimali di carica all'interno del cilindro, negli ultimi anni, è stata presa in considerazione la possibilità di effettuare l'iniezione multipla anche nei motori GDI.

Le iniezioni multiple sono già state adottate in alcuni regimi al fine di aumentare la temperatura per massimizzare il rendimento del convertitore catalitico e per ridurre la tendenza al knocking. In particolare per carichi medi, le iniezioni multiple migliorano anche la stratificazione della camera e l'intero processo di combustione se viene fatta una scelta corretta sia dell'angolo di inizio iniezione sia del tempo tra i due eventi successivi.

Nel presente lavoro, una volta individuato il valore ottimale di pressione per la singola iniezione, si è impostato un problema di ottimizzazione delle prestazioni del motore ipotizzando l'evento iniezione come suddiviso in due parti uguali. Anche in questo caso l'obiettivo del processo di ottimizzazione è la massimizzazione dell'integrale del ciclo di pressione nel periodo a valvole chiuse. Il numero di variabili di input è lo stesso del processo di ottimizzazione della singola iniezione. La pressione di iniezione viene sostituita dal valore di *dwell time* ossia l'intervallo in termini angolari, tra le due iniezioni. La massa totale iniettata è la stessa, ma l'iniezione avviene in due eventi separati, e la massa iniettata nel singolo evento è pari alla metà di quella totale.

I risultati ottenuti sono mostrati in forma di *parallel chart* in Figura 4.18. Sugli assi verticali compaiono, nell'ordine, le variabili SOS, SOI, dwell e l'integrale di pressione. Il valore di ottimo è individuato per una SOI pari a 110° BTDC, anticipo all'accensione di 38° BTDC ed un dwell pari a 11°.

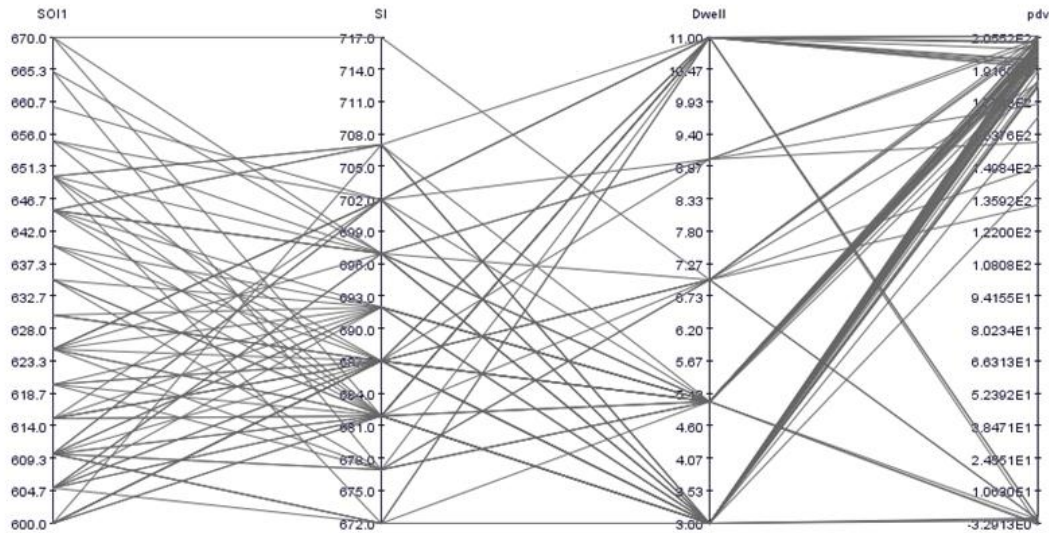


Figura 4.18 - Risultati del processo di ottimizzazione per la doppia iniezione.

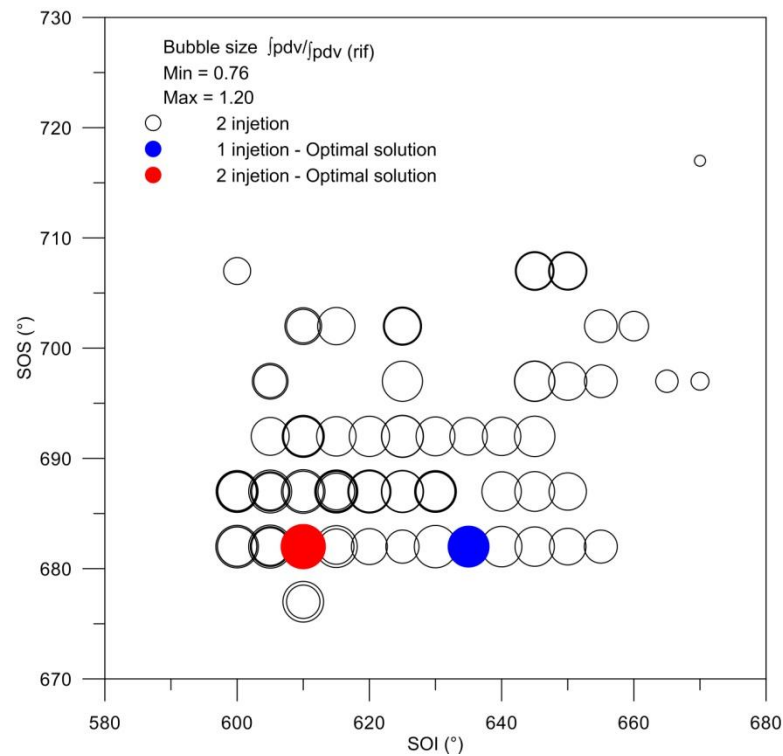


Figura 4.19 – $\int pdv / \int pdv (rif)$ sul piano SOI, SOS per l'iniezione doppia.

Dividendo l'iniezione in due parti uguali il consumo di combustibile migliora, come mostrato in Figura 4.19. Essa riporta il *bubble plot* relativo a tutti i casi analizzati nel piano SOI, SOS: la dimensione dei cerchi identifica ancora una volta il rapporto tra l'integrale della pressione nel periodo a valvole chiuse calcolato per ognuna delle condizioni operative considerate e l'integrale di pressione calcolato nel periodo a valvole chiuse relativo alla condizione assunta come riferimento nel caso di singola iniezione. Il cerchio colorato in blu, di valore unitario, corrisponde allo *starting point*. Con l'ausilio della doppia iniezione si ottiene l'ottimo rappresentato con il cerchio rosso, il quale realizza un miglioramento delle prestazioni di circa il 3%.

In Tabella 4.III è riportato il confronto tra le condizioni di ottimo per le due diverse strategie di iniezione.

Injections	SOI (°)	SOS (°)	dwel (°)	$\int pdv / \int pdv (rif)$	NO/NO _{rif}	CO/CO _{rif}
1	635	682	-	1.17	2.87	0.41
2	610	682	11	1.20	4.9	0.

Tabella 4.III – Condizioni di ottimo per strategia singola e per strategia doppia.

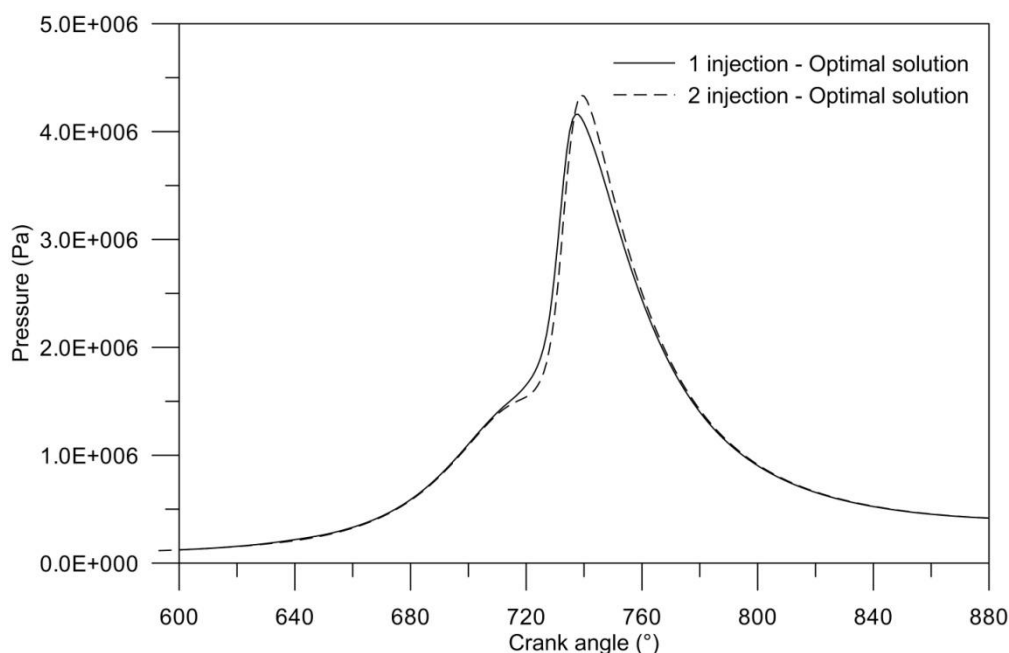


Figura 4.20 – Confronto tra cicli di pressione numerici relativi ai valori di singola e doppia iniezione

In Figura 4.20 sono riportate le curve di pressione relative alle condizioni di ottimo per la singola e per la doppia iniezione, dove è ben visibile l'incremento di pressione. Questo comporta un aumento della temperatura media di combustione e quindi un aumento della produzione di NO, come mostrato in Figura 4.21. Benefici si ottengono invece per quanto riguarda le emissioni di CO, come mostrato in Figura 4.22.

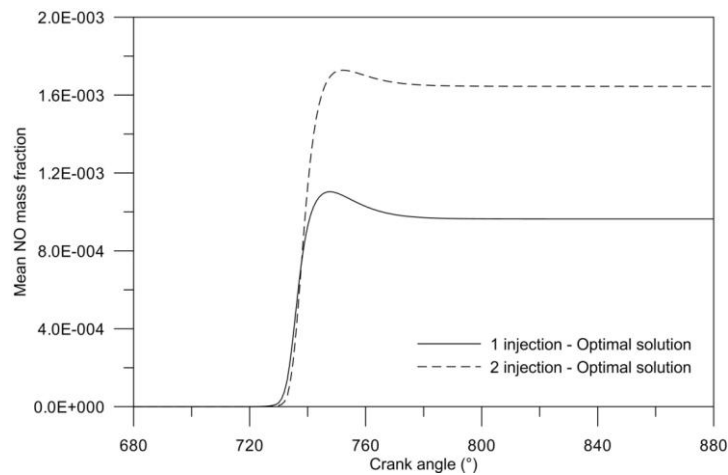


Figura 4.21 – Confronto tra le frazioni di massa di NO formatasi nel cilindro.

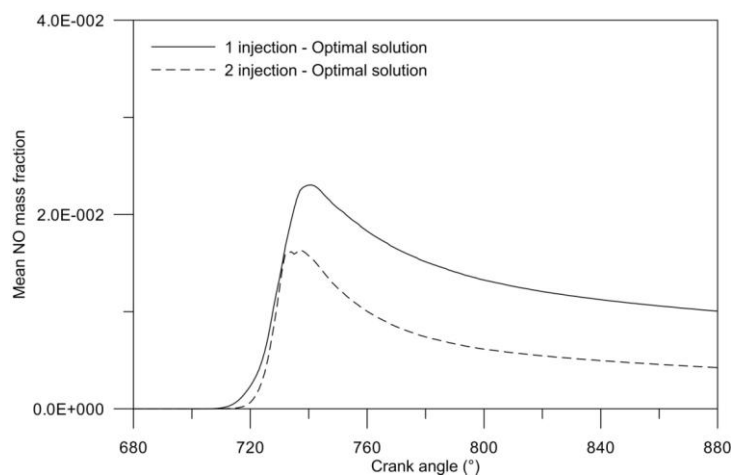


Figura 4.22 – Confronto tra le frazioni di massa di CO formatasi nel cilindro.

La suddivisione dell'iniezione in due parti permette di realizzare una combustione più completa. La spiegazione di ciò può essere data in base al lavoro di Li *et al.* [Li *et al.*, 2007].

Nelle Figure 4.23 e 4.24 sono riportate la massa di combustibile iniettata ed evaporata e la frazione di massa bruciata per i due casi ottimi. La doppia iniezione, anticipata rispetto alla singola, comporta una maggiore quantità di massa globalmente evaporata al momento dello scocco della scintilla.

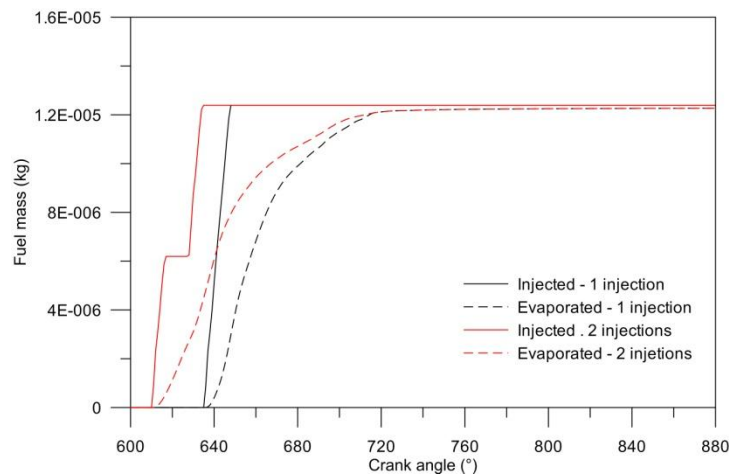


Figura 4.23 – Confronto della massa iniettata ed evaporata tra l’iniezione singola ottima e l’iniezione doppia ottima.

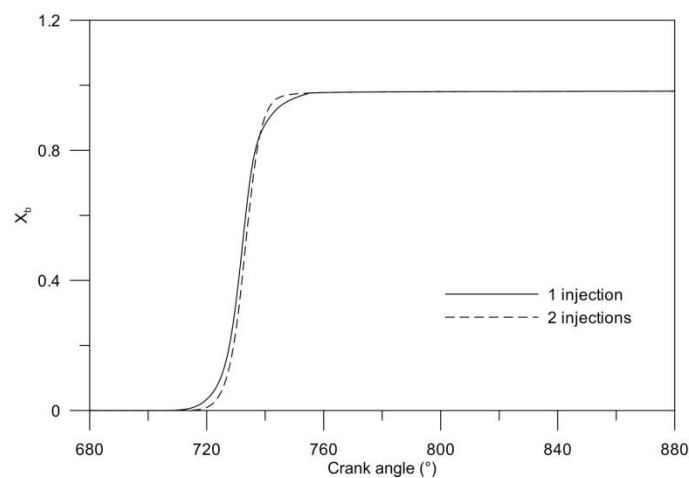


Figura 4.24 – Confronto della frazioni di massa bruciata tra l’iniezione singola ottima e l’iniezione doppia ottima.

D'altronde, la doppia iniezione comporta una migliore distribuzione della miscela, come mostrato nelle Figure 4.25 e 4.26. La prima iniezione crea nella camera di combustione, condizioni per le quali la penetrazione della benzina iniettata nel corso del secondo evento risulta minore. La miscela è dunque più ricca in prossimità della candela.

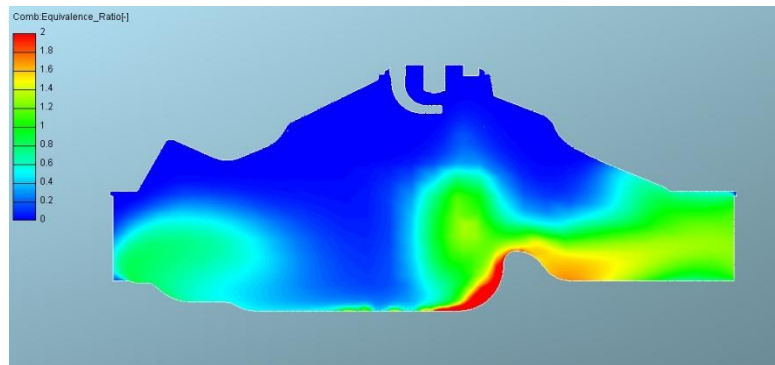


Figura 4.25 – Rapporto di equivalenza allo scoccare della scintilla per la singola iniezione.

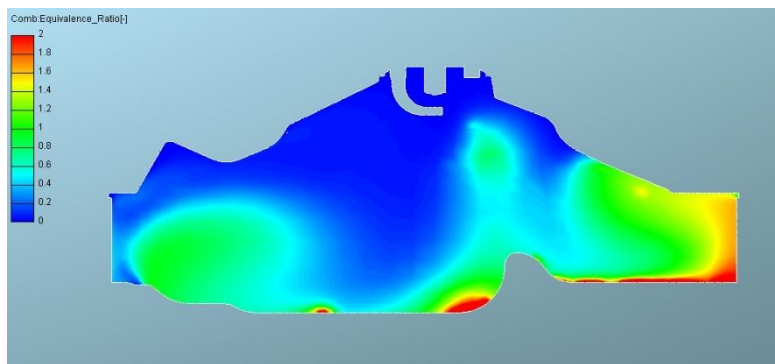


Figura 4.26 – Rapporto di equivalenza allo scoccare della scintilla per la doppia iniezione.

Capitolo 5

**Individuazione di fenomeni di detonazione
mediante simulazione numerica dei processi chimici
che interessano la zona di end-gas**

E' noto che nei motori ad accensione comandata l'avviamento della combustione della miscela gassosa aria-benzina è provocato dalla scintilla che scocca tra gli elettrodi di una candela, in un istante ben determinato del ciclo di funzionamento del motore, detto anticipo all'accensione. Man mano che la miscela brucia all'interno della camera di combustione, si libera una quantità di calore che viene trasformata in energia meccanica disponibile all'albero motore attraverso il movimento del pistone ed all'accoppiamento biella-manovella. L'andamento nel tempo della pressione che regna nel cilindro ed il lavoro meccanico ottenuto, dunque le prestazioni del motore, dipendono fortemente dalle modalità con cui avviene il rilascio del calore, ovvero dalle modalità di sviluppo del processo di combustione. Quest'ultima risulta normale quando la fiamma si propaga gradualmente dal punto in cui è avvenuta l'accensione, fino alle pareti della camera di combustione (propagazione regolare del cosiddetto fronte di fiamma), mentre è detta anomala nelle situazioni in cui essa ha inizio in punti diversi da quello in cui è posto l'elettrodo della candela o se la propagazione del fronte di fiamma avviene in modo non graduale. Tra le combustioni anomale, la più importante è senza dubbio la cosiddetta *detonazione*, nella quale una parte della miscela, prima di essere raggiunta dal fronte di fiamma, viene a trovarsi in condizioni tali da accendersi spontaneamente (autoaccendersi). La detonazione limita le prestazioni ed il rendimento del motore, impedendo di superare certi valori del rapporto di compressione ed anticipo all'accensione, e, nello stesso tempo, impone vincoli restrittivi alla formulazione dei carburanti. Essa si manifesta con l'emissione di un caratteristico rumore metallico simile ad un martellamento, perdita di potenza, vibrazioni, riscaldamento accentuato, ed, in condizioni particolarmente severe, con danneggiamento degli organi meccanici.

Per meglio comprendere i meccanismi fisico-chimici che regolano il fenomeno della detonazione, si riportano alcuni dettagli riguardanti il processo di autoaccensione di una miscela aria-combustibile, nonché ulteriori dettagli sui fattori che maggiormente la influenzano e sull'impiego di additivi nelle benzine.

5.1 Autoaccensione di una miscela

Per autoaccensione di una miscela aria-combustibile si intende il risultato di una serie di reazioni chiamate di prefiamma, o di bassa temperatura, che portano all'avvio del processo di combustione senza l'intervento di una sorgente d'accensione esterna, ma attraverso la formazione di prodotti di parziale ossidazione non stabili (perossidi, aldeidi, idroperossidi, ecc.) ed il rilascio di energia termica. Quando l'energia delle reazioni chimiche esotermiche supera la quantità di calore ceduta dal sistema reagente all'ambiente esterno, si ha il vero e proprio innesco della combustione. Come conseguenza, la temperatura della miscela aumenta, accelerando rapidamente le successive reazioni di ossidazione.

L'autoaccensione di una miscela perfettamente omogenea allo stato gassoso è controllata da diversi fattori, tra i quali rientrano la temperatura, la pressione e la composizione della miscela stessa. La complicata natura delle reazioni di prefiamma, del tipo a catena multipla tra particelle altamente reattive, spesso prodotte dalle varie reazioni di propagazione in maniera superiore a quelle utilizzate da ciascuna di esse, rende possibile controllare la loro velocità di evoluzione attraverso l'introduzione di piccole quantità di additivi nei combustibili, che favoriscono o ostacolano la formazione dei radicali attivi agenti come propagatori di catena [Leppard, 1991; Li *et al.*, 1994].

La simulazione del processo di autoaccensione di una miscela combustibile-comburente può essere effettuata a diversi ordini di approssimazione. Un modello che si è rivelato efficace nel prevedere sia spazialmente che temporalmente l'insorgere dell'autoaccensione, e che, allo stesso tempo, non richiede tempi di calcolo eccessivi, è il cosiddetto modello *Shell*, sviluppato da Halstead *et al.* [Halstead *et al.*, 1977]. Tale modello consente di descrivere il processo mediante schematizzazione della fase di incubazione della combustione attraverso un numero ridotto di reazioni che coinvolgono non singole specie, ma gruppi di composti chimici a comportamento analogo.

Introducendo l'idrocarburo RH, ossia il combustibile di composizione nominale C_xH_y , e definendo con R^* il generico radicale formato, il modello Shell è costituito dalle seguenti reazioni chimiche:

- inizializzazione primaria: Costanti cinetiche



- propagazione della reazione prefiamma:



- diramazione:



- terminazioni lineari e quadratiche:



Con P si sono indicati i prodotti di reazione tradizionali (CO_2 , H_2O) mentre con B e Q si sono rappresentati rispettivamente un agente di “diramazione” ed una specie intermedia generica. Il termine NR rappresenta composti non reagenti che si creano al termine delle reazioni prefiamma.

Nel dettaglio, il modello contempla l'inizio della combustione, mediante rottura delle catene carbonio-idrogeno del combustibile, ed il suo sviluppo attraverso la formazione di prodotti ossigenati. Come già accennato, le specie

che ricoprono un ruolo simile nella cinetica di prefiamma vengono trattate in modo univoco, come se fossero una sola entità.

I vantaggi derivanti dall'utilizzo di uno schema cosiddetto ridotto rispetto a quello che potrebbe essere uno schema cinetico dettagliato, consistono appunto nell'individuazione di radicali o gruppi di radicali che portano a ramificazione delle catene di reazione o a semplice propagazione di tipo lineare, e nella possibilità di seguire la variazione nel tempo della concentrazione di tali radicali.

Il modello *Shell* è stato ampiamente utilizzato in ambito motoristico in applicazioni relative sia a motori ad accensione per compressione, che a motori ad accensione comandata [Sazhina *et al.*, 1999, Costa *et al.*, 2005]. Nonostante tale modello sia stato sviluppato più di trenta anni fa, esso rimane di una certa utilità per applicazioni CFD, per via della sua semplicità combinata ad una descrizione generalizzata del meccanismo cinetico di autoaccensione, rivelatasi adeguata a prevedere i principali fenomeni di interesse in svariate situazioni. Altri meccanismi cinetici ridotti sviluppati successivamente allo *Shell*, presentano comunque un numero di reazioni e di specie coinvolte ben più elevato, che ne rende di scarso interesse l'impiego in domini computazionali complessi [Griffiths *et al.*, 1994, Sahetchian *et al.*, 1995].

La cinetica chimica di prefiamma che conduce all'autoaccensione della miscela è riprodotta previa taratura di alcune costanti che regolano la velocità di reazione, da effettuarsi per ogni specifico combustibile considerato. Nel presente lavoro, il modello *Shell* è stato attivato nella zona di *end gas*, ovvero nel volume di miscela non ancora investito dal fronte di fiamma. In tal senso, il processo di combustione conseguente lo scoccare della scintilla è calcolato mediante il modello ECFM, mentre le reazioni di prefiamma sono riprodotte attraverso lo schema cinetico ridotto esposto, con formazione di radicali intermedi responsabili di propagazione lineare o ramificata. Questa metodologia permette di individuare nel ciclo il possibile insorgere della detonazione, come meglio descritto nel seguito, a valle di una discussione riguardante questo tipo di combustione anomala.

5.2 Detonazione

Un fronte di fiamma avviato regolarmente dallo scoccare di una scintilla tra gli elettrodi di una candela, avanzando, comprime e riscalda la miscela fresca che trova davanti a sé. Poiché quest'ultima non è mai perfettamente omogenea, né in termini di temperatura, né per composizione, le reazioni di prefiamma possono iniziare a svilupparsi con diversa rapidità in punti della carica non ancora bruciata. Può quindi accadere che uno o più zone della miscela si autoaccendano, e che, quindi, una grossa quantità di energia venga rilasciata localmente, generando un brusco picco di pressione, che si propaga a velocità sonica e che stimola l'autoaccensione anche di altre zone della miscela. Le onde di pressione si riflettono ripetutamente in corrispondenza delle pareti della camera, producendo vibrazioni delle parti metalliche, che, a loro volta, si trasmettono all'esterno e vengono percepite sotto forma di un caratteristico battito. La detonazione risulta particolarmente insidiosa alle alte velocità di rotazione perché, mascherata dal rumore generale del motore, può perdurare a lungo nel tempo. Le onde di pressione, in tali situazioni, contribuiscono ad accrescere i carichi meccanici. Questi, uniti alle sollecitazioni termiche, possono portare alla rottura di qualche componente (pistone, fasce elastiche, guarnizione della testa), e comunque, determinano perdite non trascurabili di potenza.

La detonazione è favorita da tutti quei fattori che riducono il ritardo all'accensione della porzione finale di carica, ossia:

- diminuzione di numero di ottano del combustibile, ovvero aumento della reattività chimica della miscela;
- aumento del rapporto di compressione, che innalza pressione e temperatura della carica;
- aumento della temperatura della miscela di alimentazione, che favorisce l'avvio delle reazioni di prefiamma;
- elevato anticipo all'accensione, che fa crescere più rapidamente la pressione in camera di combustione;
- cattivo raffreddamento della porzione finale della miscela fresca da parte delle pareti della camera di combustione.

D'altro canto, la detonazione è pure favorita da quei fattori che ritardano la propagazione del fronte di fiamma, ossia:

- diminuzione del moto turbolento della carica fresca;
- aumento del percorso del fronte di fiamma necessario a raggiungere i punti più remoti della camera di combustione;
- rapporto di miscela tendente al magro che riduce la velocità di avanzamento del fronte di reazione.

Quanto affermato giustifica gli sforzi compiuti, sia in fase di progetto dei gruppi propulsori, sia in fase di utilizzo delle vetture su cui essi sono montati, per ridurre i rischi d'innescio di combustioni detonanti. Il problema è particolarmente sentito nei motori ad elevate prestazioni, perché generalmente caratterizzati da più elevati rapporti di compressione, dunque in ambito agonistico, dove l'eliminazione di ogni possibile perdita di potenza costituisce un obiettivo primario.

Allo stato attuale, il problema della detonazione è ben gestito dai sistemi elettronici di controllo motore: appositi sensori di tipo acustico o accelerometrico sono infatti in grado di rilevare l'apparire del battito e di individuare il cilindro in cui si verifica la detonazione. L'unità di controllo provvede quindi a diminuire l'anticipo all'accensione di quel cilindro. In tal modo si consente al motore di operare con rapporto di compressione o grado di sovralimentazione più elevato, ovvero di ottenere prestazioni e consumi accettabili anche utilizzando benzine con basso numero di ottano.

Esiste, infatti, uno stretto legame tra mappatura della centralina elettronica di controllo motore e qualità della benzina utilizzata. A tal proposito, va ricordato che le problematiche di carattere ambientale legate all'impiego dei motori a combustione interna in autotrazione hanno determinato, tra le altre misure, la necessità di eliminare dalle benzine i composti a base di piombo (piombo tetraetile o TEL; piombo tetrametile o TML), che venivano normalmente aggiunti in piccole quantità (0,3-0,6 g/l) per aumentare il numero di ottano della base idrocarburica. La ricerca di metodi alternativi volti a mantenere elevata la qualità ottanica delle benzine ha condotto, da un lato, al ricorso a processi di *upgrading* dei carburanti, come alchilazione, isomerizzazione e soprattutto *reforming*, dall'altro all'introduzione di una nuova classe di composti in grado

di limitare la reattività chimica della miscela aria-combustibile. Tra questi, i più diffusi sono certamente i composti ossigenati, ovvero alcoli ed eteri. Gli alcoli cui si fa generalmente ricorso sono l'etanolo ed il butanolo. Tra gli eteri i più diffusi sono il metil-ter-butiletere (MTBE), l'etil-ter-butiletere (ETBE), il metil-ter-amiletere (TAME) ed il di-isopropil-etere (DIPE).

Entrambe le famiglie di composti, presentano appunto un effetto 'ossigenante', cioè la capacità di migliorare la qualità della combustione attraverso l'introduzione di ulteriore ossigeno. Il loro impiego evita l'adozione di particolari procedure per lo stoccaggio e la distribuzione, data la loro completa miscibilità con gli idrocarburi. Gli eteri, oltre a migliorare la resistenza alla detonazione in maniera proporzionale alla quantità impiegata (1-15% in volume), esercitano anche una marcata incidenza su molte altre caratteristiche delle basi (densità, curva di distillazione, volatilità, potere calorifico, ecc.), e contribuiscono anche a diminuire la T50 (temperatura a cui bolle il 50% in volume della benzina), quindi a migliorare le prestazioni a freddo del motore, e a diminuire la *Reid Vapour Pressure* della benzina, che aumenta invece nel caso di addizione di alcoli (pur possedendo questi ultimi valori di tensione di vapore assoluti inferiori a quella degli eteri).

Le proprietà antidetonanti di benzine cui sono aggiunti composti ossigenati possono essere misurate in base alla quantità di CO rilevata allo scarico del motore. CO è una specie riconosciuta come un buon indicatore della reattività a bassa temperatura degli idrocarburi alifatici, essendo la sua concentrazione allo scarico appunto proporzionale alla reattività stessa.

Il grafico di Figura 5.1, tratto dal lavoro di Li *et al.* [Li *et al.*, 1991], rappresenta la quantità di CO allo scarico di un motore da laboratorio in funzione della temperatura dell'aria in ingresso per la quale si verifica l'autoaccensione in camera di combustione. Il confronto è effettuato considerando miscele diverse sia per additivo utilizzato, che per quantità di tale additivo aggiunta alla base. Elemento comune è invece il quantitativo di ossigeno della miscela, che è appunto tenuto costante. Il commento alla Figura 5.1 scritto dagli autori dell'articolo è il seguente: "*When ethers was blended into 87 PRF, reactivity was initiated at higher inlet temperatures and maximum CO concentration was reduced. Among these ethers ETBE appeared to be most effective in reducing the*

preignition reactivity, as it required higher inlet temperatures to initiate reactivity and less CO was produced.” Dunque, a parità di ossigeno, la reattività chimica della miscela cambia a seconda dell’etere utilizzato. Ad esempio, miscele con ETBE sono da preferirsi a miscele con MTBE ai fini della riduzione della reattività chimica.

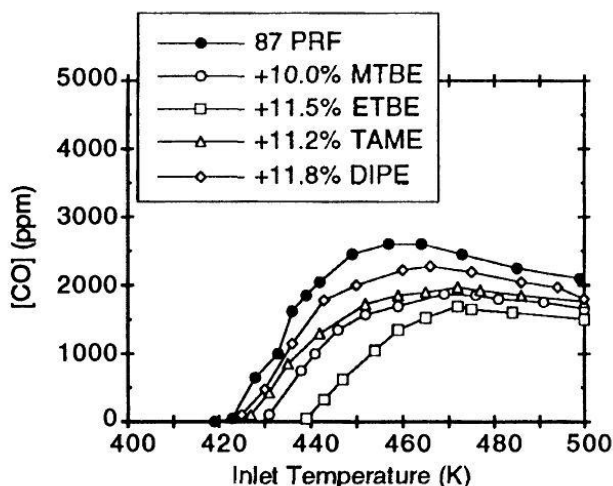


Figura 5.1 – Concentrazione di CO ottenuta utilizzando 87 PRF e suoi *blendings* (Li *et al.*, 1994).

Quanto appena descritto ha condotto, nel presente studio all’analisi del valore di CO allo scarico in diverse condizioni operative, stabilite in base ad alcune prove sperimentali mirate, nelle quali si è evidenziato il fenomeno della detonazione all’aumentare dell’anticipo all’accensione.

5.3 Misure sperimentali effettuate in condizioni di carica stechiometrica e con occorrenza di detonazione

Il motore Alfa 1750 è stato testato al banco prova utilizzando un combustibile RON 90, con carica stechiometrica ed in condizioni di carico tali da condurre al fenomeno della detonazione al variare dell’angolo di anticipo all’accensione. Si è considerata la formazione di miscela con SOI = 520° (200° BTDC) e la candela inizialmente fatta scoccare all’angolo 700 (20° BTDC). L’anticipo è stato poi variato con un aumento di 5 e 10°. I cicli sperimentalmente rilevati nelle tre condizioni sono riportati in Figura 5.2.

Dall'alto verso il basso si osservano un ciclo non detonante, un ciclo che può essere definito di incipiente detonazione ed un ciclo detonante.

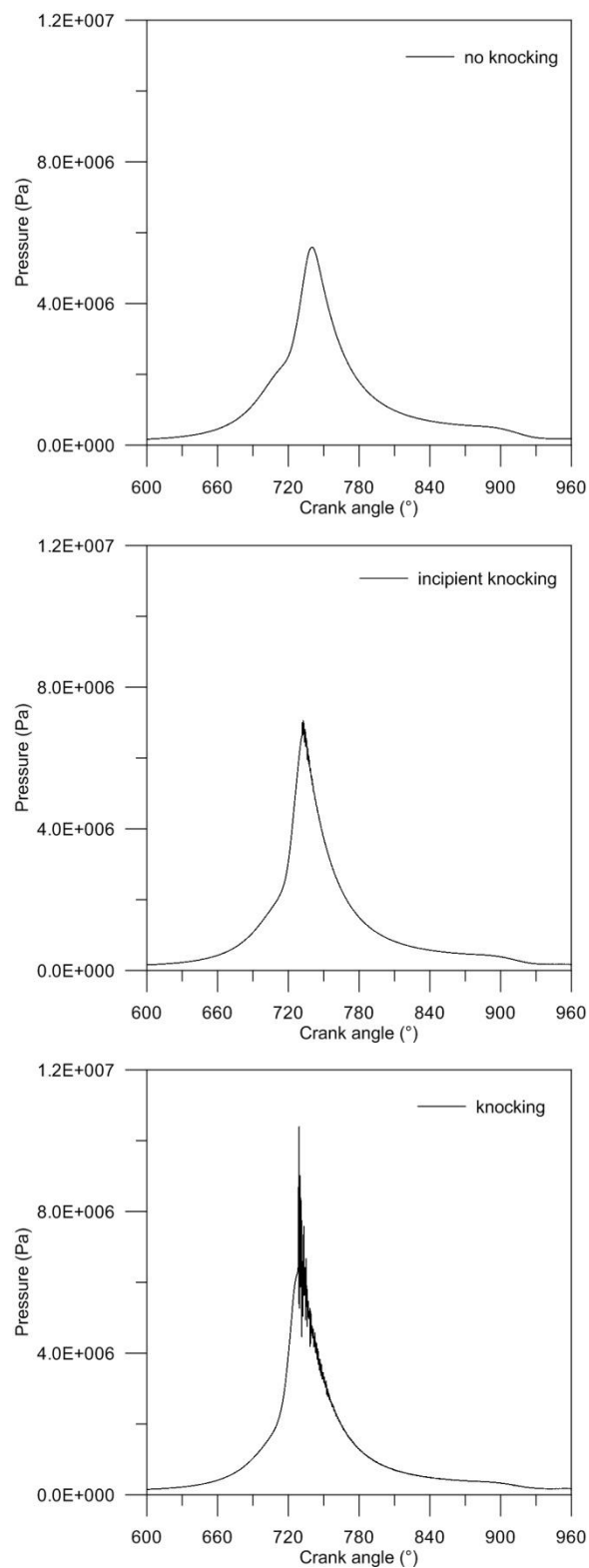


Figura 5.2 – Cicli di pressione misurati in un caso non detonante (alto), un caso di incipiente detonazione (centro) ed un caso con detonazione (sotto).

Da un punto di vista numerico si è effettuato il calcolo delle tre condizioni di Figura 5.2 utilizzando il modello ECFM per il calcolo della combustione innescata dalla scintilla della candela, ed il modello *Shell* per la simulazione delle reazioni di pre-fiamma nella zona non di *end gas*. I due modelli interagiscono solo in maniera parziale nel codice Fire, che comunque calcola un ciclo di pressione nel cilindro in base ai valori delle variabili medie. In tal senso il modello ECFM non è in grado di evidenziare variabilità ciclica o insorgenza di combustioni anomale. L'impiego del modello *Shell* nella zona non ancora investita dalla fiamma risente di quest'ultima, ovvero del conseguente aumento di temperatura e pressione, e fornisce una misura della reattività chimica. Esso permette di valutare la probabilità che, nelle particolari condizioni simulate, vi sia l'insorgere di detonazione.

I risultati dell'impiego del modello *Shell* nelle tre condizioni operative di Figura 5.2 sono riportati nelle Figure 5.3, 5.4 e 5.5, che riportano la distribuzione di R, B e Q in camera di combustione per i tre casi. La distribuzione è tracciata su un piano perpendicolare all'asse del cilindro (quello in corrispondenza del quale si ha il massimo della specie Q) all'angolo in cui inizia la detonazione per il ciclo detonante, ossia 728° (8° ATDC). Si ricorda che l'accensione avviene all'angolo di 700° nel caso non detonante, a 695° nel caso di incipiente detonazione, a 690° nel caso detonante. Si noti la maggiore reattività chimica nella zona di *end gas* nel caso detonante e la maggiore formazione della specie Q.

Il criterio che si può adottare per individuare l'insorgenza della detonazione è una correlazione tra temperatura locale, frazione massica di Q e frazione di miscela non ancora bruciata.

La distribuzione della variabile probabilità di occorrenza del *knocking* ricostruita in base ai risultati della simulazione è tracciata in Figura 5.6. E' evidente l'incremento di tale variabile all'aumentare dell'angolo di anticipo.

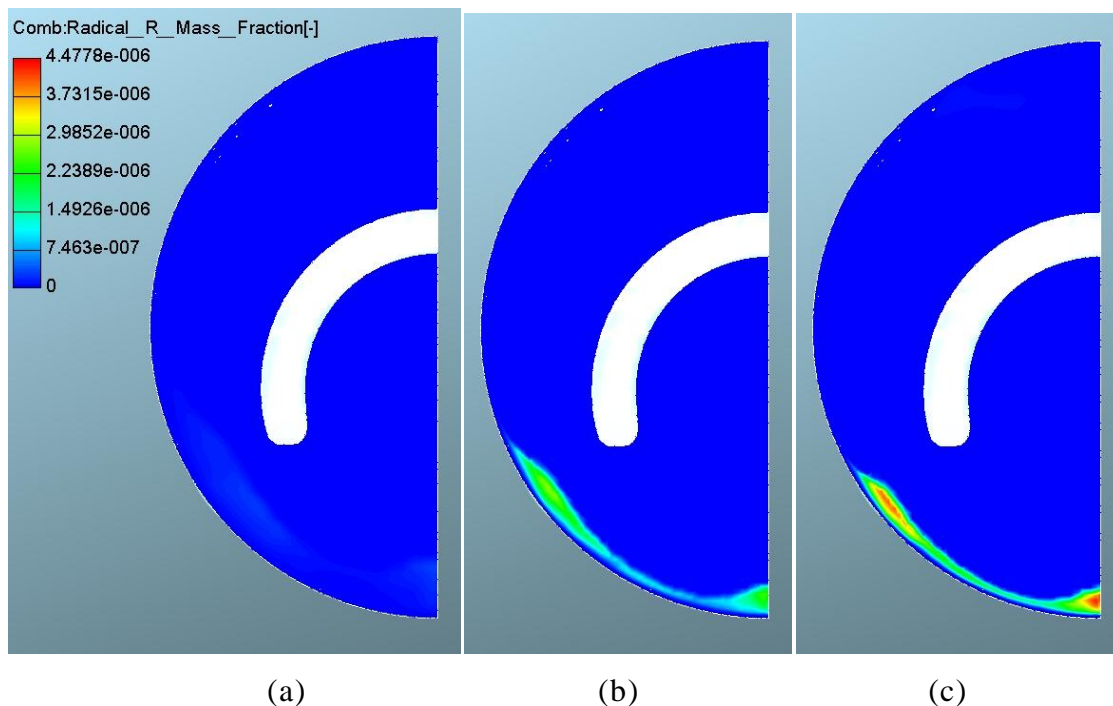


Figura 5.3 – Formazione della specie R per un piano perpendicolare all'asse del cilindro per il caso non detonante (a), di incipiente detonazione (b) e detonante (c) 8° ATDC.

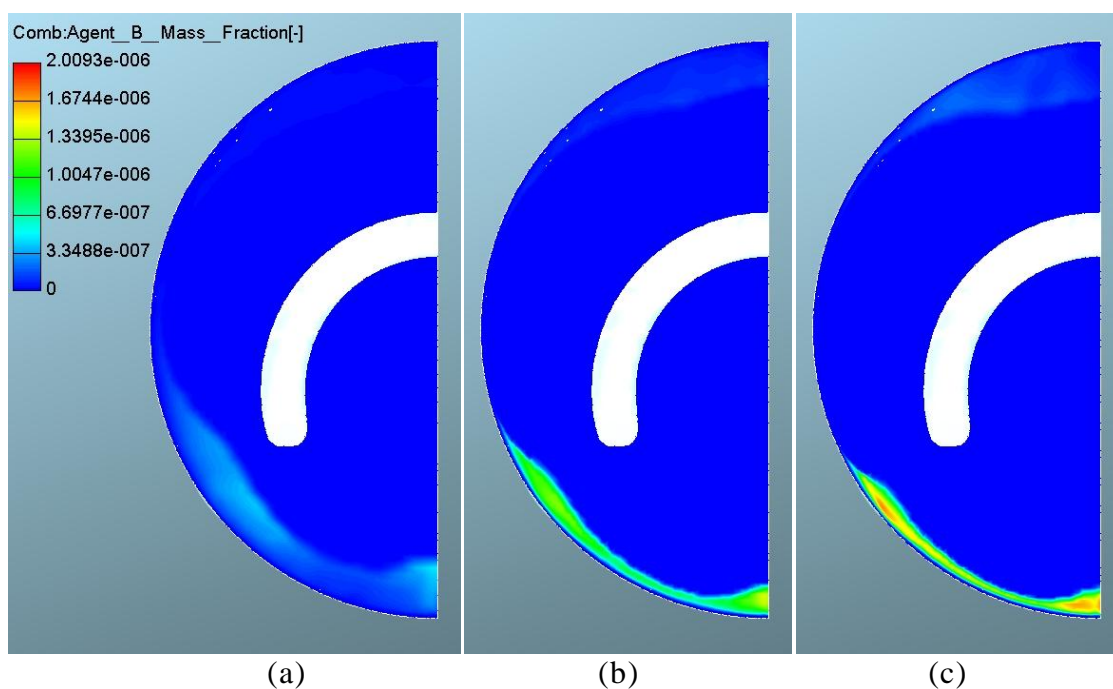


Figura 5.4 – Formazione della specie B per un piano perpendicolare all'asse del cilindro per il caso non detonante (a), di incipiente detonazione (b) e detonante (c) 8° ATDC.

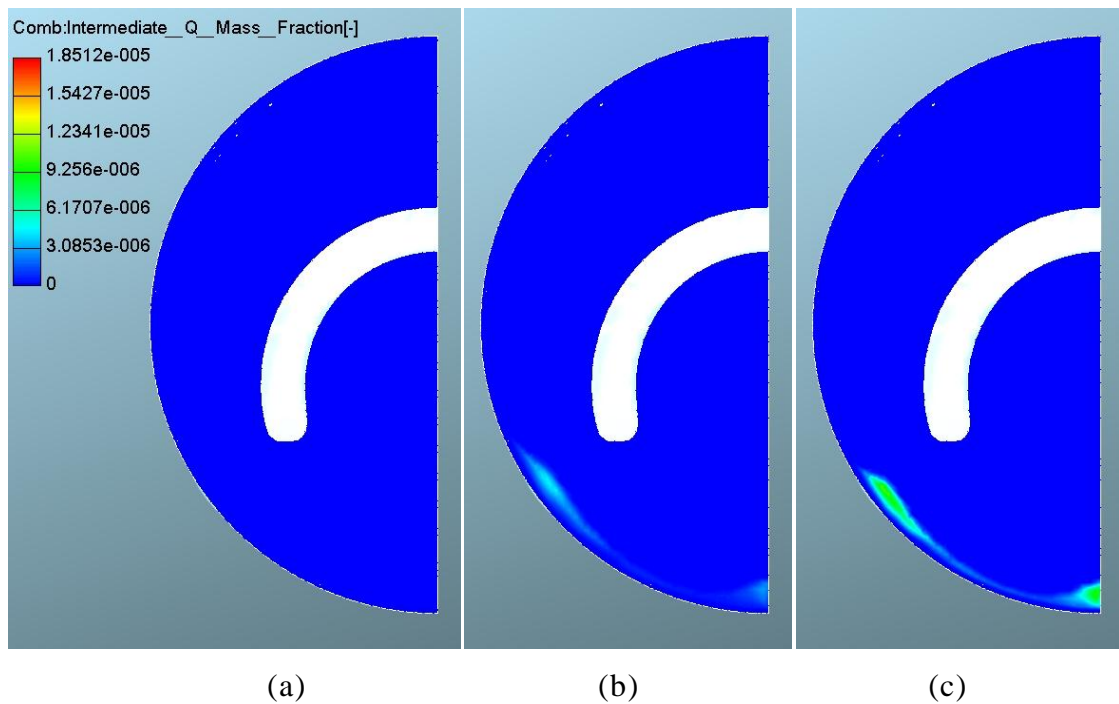


Figura 5.5 – Formazione della specie Q per un piano perpendicolare all'asse del cilindro per il caso non detonante (a), di incipiente detonazione (b) e detonante (c) 8° ATDC.

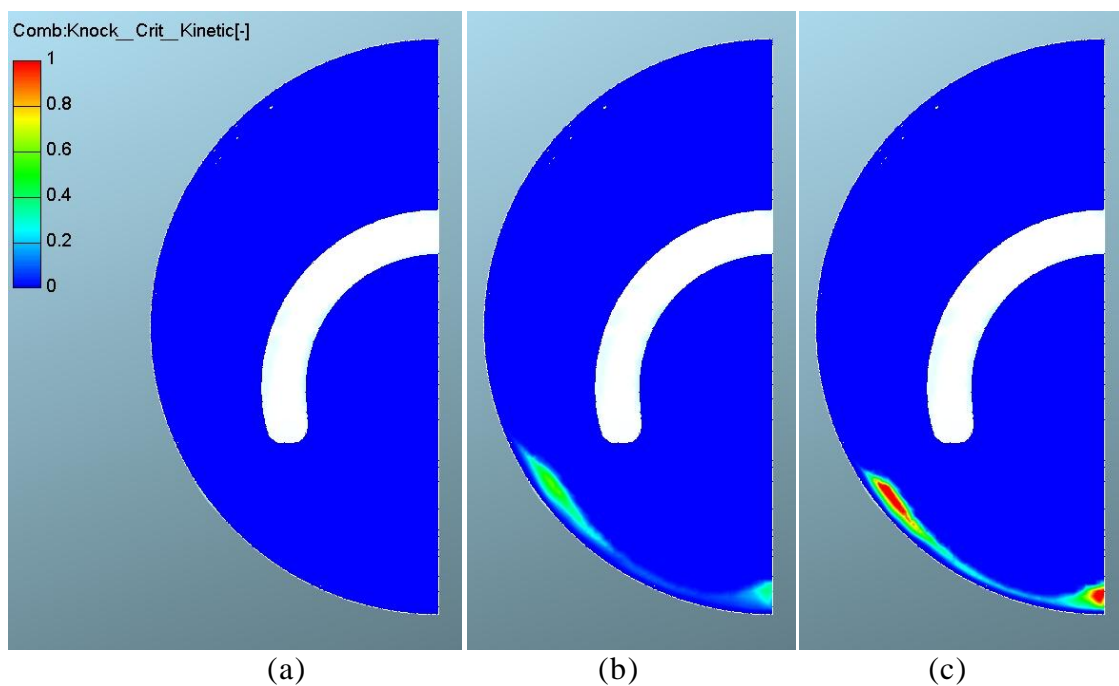


Figura 5.6 – Probabilità che avvenga la detonazione per il caso non detonante (a), di incipiente detonazione (b) e detonante (c) 8° ATDC.

E' infine interessante notare, in Figura 5.7, l'incremento dei valori di CO all'apertura della valvola di scarico (895°) crescenti via via che si passa da una condizione non detonante ad una condizione detonante.

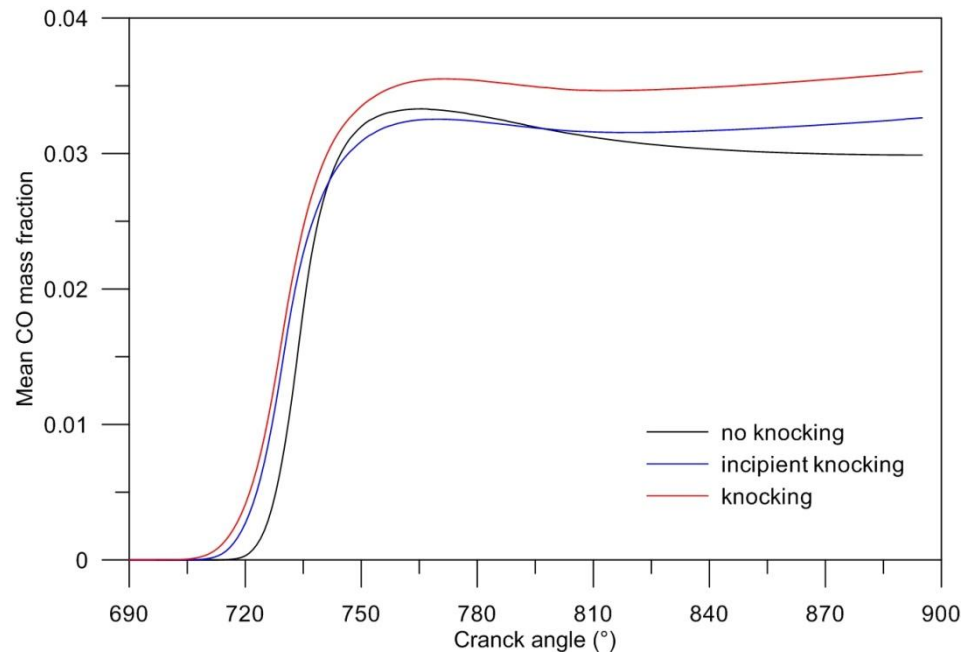


Figura 5.7 – Frazione di massa di CO formatasi in camera di combustione nei tre casi in esame.

Conclusioni

Il presente lavoro di tesi, svolto presso l'Istituto Motori del Consiglio Nazionale delle Ricerche di Napoli, ha portato alla messa a punto di un modello CFD tridimensionale in grado di simulare il ciclo di funzionamento di un motore ad iniezione diretta di benzina sovralimentato, quattro tempi, quattro valvole per cilindro, dotato di un iniettore multi-foro di ultima generazione.

Lo studio effettuato su tale motore è consistito nell'analisi a calcolo delle prestazioni ottenibili attraverso iniezioni singole o suddivise in due eventi successivi, la cui sincronizzazione nel ciclo di lavoro è stata effettuata risolvendo un opportuno problema di ottimizzazione.

Nel corso del lavoro, articolato in differenti fasi, sono stati utilizzati diversi dati sperimentali, utili alla validazione dei modelli o dei sotto-modelli via via sviluppati.

In una prima fase ci si è concentrati sulla simulazione della dinamica spazio-temporale dello spray di combustibile, iniettato in atmosfera gassosa attraverso iniettori multi-foro ad elevata pressione. Lo studio del flusso bifase (gas-liquido) è stato effettuato preliminarmente con riferimento ad una configurazione semplice, ovvero considerando l'iniezione realizzata secondo diverse strategie, tra cui quelle da utilizzare nel motore, in un ambiente confinato, di volume costante, contenente azoto in condizioni controllate di pressione e temperatura. Il confronto con esperimenti condotti presso l'Istituto Motori ha permesso di validare il sotto-modello da applicare nella successiva fase del lavoro, ovvero nella simulazione del processo di formazione della miscela nel cilindro nel reale funzionamento del motore.

In una seconda fase, infatti, si è messo a punto il modello 3D dell'intero ciclo di funzionamento del propulsore oggetto di studio, che è stato validato sia in condizioni di carica stechiometrica, che per carica globalmente povera e stratificata. La validazione è stata effettuata utilizzando dati sperimentali raccolti presso al banco prova.

Si è quindi perseguito l'obiettivo di migliorare le prestazioni del motore nel funzionamento a carica povera, accoppiando il modello termofluidodinamico

con il software di ottimizzazione ModeFrontier. L'obiettivo del processo è consistito nella ricerca della strategia di iniezione in grado di realizzare il più alto lavoro utile.

Infine, sono stati analizzati i meccanismi fisico-chimici che regolano il fenomeno della detonazione, mediante simulazione multidimensionale del processo di autoaccensione della miscela aria-combustibile nella zona non ancora raggiunta dal fronte di fiamma.

Le principali conclusioni del lavoro possono essere così riassunte:

- La dinamica spazio-temporale di uno spray di benzina in atmosfera gassosa è stata ben riprodotta a valle di una opportuna scelta della distribuzione iniziale del diametro delle goccioline e del valore della costante che regola il tempo caratteristico del break-up aerodinamico. Il sotto-modello sviluppato ha mostrato una buona capacità di previsione per quattro diversi iniettori e per diverse condizioni di esercizio.
- La discretizzazione del dominio computazionale, costituito da cilindro e tronchetti di aspirazione e scarico, come griglia a blocchi, ha consentito agevoli modifiche dei profili di alzata valvola, quindi si è dimostrata particolarmente utile per la simulazione del ciclo di funzionamento di motori dotati di sistemi di controllo delle alzate valvola a fasatura variabile.
- Il modello tridimensionale del motore ha permesso di riprodurre in maniera corretta il processo di formazione della miscela sia nel caso di carica omogenea che per carica stratificata. La visualizzazione dell'evoluzione dello spray nel cilindro ha consentito di individuare possibili soluzioni volte ad un suo miglioramento.
- L'efficienza energetica del motore GDI oggetto di studio è stata incrementata mediante impostazione e soluzione di un opportuno problema di ottimizzazione, che ha condotto alla individuazione della strategia di iniezione e dell'anticipo all'accensione che permettono di realizzare una combustione il più possibile completa e stabile.

- Si sono individuate le condizioni di *arrested phasing* del motore, ovvero si è evidenziato il legame tra la variazione dell'anticipo e l'incremento di lavoro utile del motore e si sono stabilite le condizioni per le quali l'effetto positivo dell'uno sull'altro viene a mancare.
- La suddivisione dell'evento iniezione in due parti ha condotto ad un ulteriore incremento dell'efficienza energetica.
- Il processo di autoaccensione della miscela nella zona di *end gas* è stato simulato con l'ausilio del modello Shell. Gli effetti di tale fenomeno sono stati mostrati mediante misura della reattività chimica. Quest'ultima, come atteso, subisce un incremento con l'aumentare dell'anticipo all'accensione.
- Si è dimostrato il ruolo della specie CO quale indicatore dell'insorgere della detonazione: all'apertura della valvola di scarico si sono infatti ottenuti valori maggiori nei casi sperimentalmente riconosciuti come detonanti.

Bibliografia

Alkidas A. C.: Combustion Advancements in Gasoline Engines, *Energy Conversion and Management*, 2007.

Attard W., Toulson E., Huisjen A., Chen X. *et al.*: Spark Ignition and Pre-Chamber Turbulent Jet Ignition Combustion Visualization,"SAE Technical Paper 2012-01-0823, 2012.

AVL Fire v2011 manuale.

Battistoni M., Grimaldi C.N., Mariani F.: Numerical Study of SI Engine Part Load Operating Conditions using Different VVA Strategies, ASME paper ICEF2011-60205, 2011.

Birkhold, F.: Selektive katalytische Reduktion von Stickoxiden in Kraftfahrzeugen: Untersuchung der Einspritzung von Harnstoffwasserlösung . Dissertation Universität Karlsruhe, 2007

Dukowicz J.K.: A Particle-Fluid Numerical Model for Liquid Sprays, *J. Comp. Physics*, 1980.

Durbin P. A.: Near-wall turbulence closure modeling without damping functions, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 1991.

Hanjalic, K., Popovac, M. and Hadziabdic, M.: A robust near-wall elliptic relaxation eddy-viscosity turbulence model for CFD, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2004.

Heywood J. B.: Internal Combustion Engine Fundamentals, McGraw-Hill Book Company, 1988.

Huh K.Y. Gosman A.D.: A Phenomenological Model of Diesel Spray Atomisation, Proceedings of the International Conference on Multiphase Flows, Tsukuba, Japan, 1991.

Huh K.Y., Lee E., Koo J.Y.: Diesel Spray Atomization Model Considering Nozzle Exit Turbulence Conditions, *Atomization and Sprays*, 1998.

Ikeda Y., Nishiyama A., Wachi Y., and Kaneko M.: Research and Development of Microwave Plasma Combustion Engine (Part I: Concept of Plasma Combustion and Plasma Generation Technique), SAE Technical Paper 2009-01-1050, 2009.

Kuhnke, D.: Spray/Wall-Interaction modelling by dimensionless data analysis, PhD Thesis, Darmstadt University of Technology, 2004.

Lee K., Bae C., Kang K.: The Effects of Tumble and Swirl Flows on Flame Propagation in a Four-Valve S.I. Engine, *Applied Thermal Engineering*, 2007.

Li T, Nishida K, Zhang Y, Hiroyasu H.: Effect of split injection on stratified charge formation of direct injection spark ignition engines, *International Journal of Engine Research*, 2007.

Liu A.B., Reitz R.D.: Modeling the Effects of Drop Drag and Break-up on Fuel Sprays, SAE 930072, 1993.

Matekunas, F. A.: Modes and measures of cyclic variability, SAE Paper 830337, 1983.

Nehmer, D., Reitz, R.: Measurement of the effect of injection rate and split injections on diesel engine soot and NO_x emissions, SAE Technical Paper 940668, 1994.

Nelder, J., Mead R.: A simplex method for function minimization, *Computer Journal*, 1965.

Rantz, W. E., Marshall, W. R.: Evaporation from drops, *Chemical Engineering Progress*, 1952.

Schwarz C., Schunemann E., Durst B., Fischer J., Witt A., “Potential of the Spray-Guided BMW DI Combustion System”, SAE Technical Paper 2006-01-1265, 2006.

Stan C.: “Direct Injection Systems for Spark-Ignition and Compression-Ignition Engines”, SAE Publication, 2000.

Wang F., Liu J. B., Sinibaldi J., Brophy C., Kuthi A., Jiang C., Ronney P. D., Gundersen M. A.: IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 33, pp. 844 – 849, 2005.

Wruck, N. W.: Transientes Sieden von Tropfen beim Wandaufprall, PhD Thesis, RWTH Aachen, 1998.

Zhao, H.: Advanced direct injection combustion engine technologies and development, Volume 1: Gasoline and gas engines, Woodhead publishing limited, 2010.